

KERNREAKTIONEN INDUZIERT VON ^{136}Xe IN URAN

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim

Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

HANS-JOACHIM BECKER

aus Scherfede/Warburg

Marburg/Lahn 1977

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg

KERNREAKTIONEN INDUZIERT VON ^{136}Xe IN URAN

INAUGURAL-DISSERTATION

zur

Erlangung der Doktorwürde

eingereicht beim

Fachbereich Physikalische Chemie
der Philipps-Universität Marburg/Lahn

vorgelegt von

HANS-JOACHIM BECKER

aus Scherfede/Warburg

Marburg/Lahn 1977

Druck: Görich & Weiershäuser, Marburg



Vom Fachbereich Physikalische Chemie der
Philipps-Universität Marburg/Lahn als
Dissertation angenommen am 28. Juni 1977

Tag der mündlichen Prüfung: 11./12. 7. 1977

Berichterstatter : Prof. Dr. R. Brandt

Mitberichterstatter : Prof. Dr. P. Patzelt

Gewidmet meinen Eltern und Schwiegereltern



Digitized by the Internet Archive
in 2026

INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
I. Einleitung	1
II. Suche nach überschweren Elementen	8
1) Einführung	8
2) Prinzip der eindeutigen Identifizierung seltener Spontanspaltungen	10
3) Prinzip und Eichung des Neutronen-multiplizitätenzählers (NMZ)	13
4) Experimentelles	28
a) Mundrabilla - Meteorit	28
b) Bestrahlung von Uran mit Xenon	30
c) Methodisches	32
5) Untersuchungsergebnisse und Diskussion	35
III. Untersuchung der Reaktion $U + 1080 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$	42
1) Einführung	42
2) Experimentelles	44
3) Rutherford - Streuung	51
4) Kernreaktionen	62
a) Reaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal	62
b) Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal (Sequentielle Spaltung)	68
c) Reaktionen mit vier Teilchen im Ausgangskanal	73
5) Diskussion und Vergleich der Ergebnisse mit anderen Daten	75

	<u>Seite</u>
IV. Zusammenfassung	83
V. Anhang	
Flußmessung von Xe-Ionen mit dem Textur-Analyse-System	85
Literaturverzeichnis	91

I. Einleitung

Ursprünglich nannte man Elemente die einfachsten Bestandteile, durch deren Verbindung oder Trennung das Werden und Vergehen der Dinge bedingt sein sollen. Durch die Verschmelzung mit dem Atombegriff bereitete sich im Laufe des 17. Jahrhunderts eine Wandlung des Elementbegriffs vor, die im 19. Jahrhundert durch die Aufstellung des Periodensystems der Elemente wirksam wurde. Danach bestand jedes Element aus charakteristischen, unteilbaren Atomen und hatte in diesem System seinen festen Platz. Eine grundsätzliche Änderung dieser Vorstellung von den Elementen wurde dann von der Atom- und Kernphysik in die Wege geleitet. Mit der Entdeckung der Radioaktivität mußte das Bild von den unteilbaren, ewig bestehenden Atomen revidiert werden. So sind alle Elemente, die schwerer sind als Blei, instabil. Instabile Atomkerne zerfallen spontan innerhalb bestimmter Halbwertszeiten. Dabei können Gammaquanten, Elektronen, Positronen und Alphateilchen emittiert werden. Bei Elementen schwerer als Protactinium beobachtet man das Auftreten einer weiteren Zerfallsart: die spontane Kernspaltung. Je schwerer die Elemente werden, desto häufiger ist die Spontanspaltung und desto kürzer werden die Halbwertszeiten. Unter Berücksichtigung bekannter Eigenschaften schwerer Atomkerne, wie Spalt- und α -Zerfallswahrscheinlichkeit, insbesondere aber der Kernschaleneffekte, ergaben sich theoretische Berechnungen, die die Existenz einer "Stabilitätsinsel" für überschwere Elemente (SHE) mit einer Ordnungszahl von 110-114 und einer Neutronenzahl von 184 forderten. Für solche überschweren Elemente werden Halbwertszeiten bis zu 10^9 Jahren vorausgesagt.

So begann eine intensive Suche nach solchen Elementen in der Natur, denn eine Halbwertszeit von 2×10^8 Jahren wäre ausreichend, um überschwere Elemente seit der Bildung der Erdkruste vor etwa vier Milliarden Jahren bis heute überleben zu lassen.

Die ersten Versuche, solche überschweren Elemente in der Natur zu finden, wurden von Thompson et al.^{1,2} und von Flerov und Pereygin³ 1969 durchgeführt. Dabei wurde nach den Elementen 110 (Eka-Platin) bzw. 114 (Eka-Blei) gesucht. Da jedoch die theoretischen Abschätzungen der erwarteten Halbwertszeiten so große Unsicherheiten aufweisen, erschöpfte sich die Suche nicht nur in den Elementen mit der größten vorhergesagten Halbwertszeit, sondern über einen weiten Bereich verschiedener Elemente. Eine Übersicht der durchgeführten Experimente auf diesem Gebiet wurde anlässlich des Nobel-Symposiums über SHE in Ronneby, Schweden, von G. Herrmann im Juni 1974 gegeben.

Bei dieser Suche verwendet man häufig den Nachweis spontaner Kernspaltungen. Auch wenn solche Spontanspaltungen bei schon bekannten Elementen beobachtet werden, so ist dieser Vorgang in der Natur bislang außerordentlich selten und daher zum Nachweis überschwerer Elemente sehr gut geeignet. Selbst wenn diese Elemente primär einen anderen Zerfallsprozeß durchlaufen, so führen solche Vorgänge früher oder später zu spontanspaltenden Elementen. Die "Insel der Stabilität" ist von einem "Meer der Instabilität" umgeben, in dem die Spontanspaltung ein häufiger Prozeß ist. Diese Vorstellung wird von theoretischen Berechnungen der Zerfallseigenschaften gestützt.

Der klassische Detektor zum Nachweis von Kernspaltungen ist ein gasgefüllter Proportionalzähler, der bei der Suche nach überschweren Elementen wenig verwendet wurde. Flerov⁴ jedoch benutzte einen besonders großen Proportionalzähler, mit dem 50g-Proben auf einer Fläche von $1,6 \text{ m}^2$ untersucht werden können. Doch auch bei diesem Zähler reichte die Empfindlichkeit nicht aus, überschwere Elemente zu entdecken ($10^{-12} \text{ g SHE/g Probe}$).

Eine andere Methode für den Nachweis von Kernspaltungen besteht in der Verwendung von Spaltspurdetektoren. In bestimmten Festkörpern wie Glas, Glimmer oder Plastik kann der große örtliche Strahlenschaden, den Spalt-

fragmente erzeugen, durch Anätzen soweit vergrößert werden, daß sie unter dem Mikroskop als Spuren sichtbar sind. So wurden von Flerov³ Plastik-Folien von 1 m^2 auf Spaltspuren untersucht, die zuvor 100 Tage lang mit dünnen Proben bedeckt wurden. Sehr dünne Proben des zu untersuchenden Materials kann man zwischen zwei Festkörperdetektorfolien bringen und diese nach der Exposition auf korrelierte Spaltspuren untersuchen (Sandwichtchnik). Diese Methode ist noch empfindlicher als die zuvor beschriebene⁵ (10^{-13} g/g gegenüber 10^{-12} g/g), brachte aber bislang auch keinen Nachweis von überschweren Elementen. Wenn die zu untersuchende Probe gleichzeitig ein Spaltspurdetektor ist, könnten wesentlich geringere Mengen nachgewiesen werden. So wurden Bleigläser³ und verschiedene Mineralien untersucht. Da in Mineralien Kernspaltungsspuren über Zeiträume von Jahrmillionen akkumuliert werden können, ist hier die Grenzkonzentration, die für überschwere Elemente angegeben wird, außerordentlich gering, sofern das Alter des Minerals bekannt ist^{6,7}.

Außer dem Nachweis von Spaltspuren wurde auch mit anderen Methoden gearbeitet. Theoretische Überlegungen führen zu dem Schluß, daß sich die Spontanspaltung überschwerer Elemente von der üblichen Spaltung unterscheidet^{8,9}. Ein Unterschied zeichnet sich in der Zahl der Neutronen ab, die bei der Spaltung freigesetzt werden. Bei den schwersten bekannten natürlichen Elementen werden nur zwei bis drei Neutronen emittiert, während für überschwere Elemente mehr als 10 Neutronen erwartet werden. Weiterhin ist die kinetische Energie der Spaltfragmente unterschiedlich: für überschwere Elemente sollte sie 200-230 MeV betragen, während bei den bekannten schweren Kernen etwa 170 MeV gemessen werden. Eine andere Überlegung zieht die spontane Dreierspaltung als mögliche Zerfallsart überschwerer Elemente in Erwägung¹⁰. Allerdings werden bei einer solchen Dreierspaltung dann weniger Neutronen emittiert und jedes einzelne Fragment erhält weniger kinetische Energie als beim Zweierzerfall.

In der Erwartung vieler Neutronen beim Zerfall überschwerer Elemente (d.h. hohe Neutronenmultiplizität) stützen sich viele Untersuchungen auf die Messung von Neutronen. Bei solchen Messungen werden zwei Nachweismethoden verwendet. So benutzt man häufig ^3He -Zählrohre, die unempfindlich gegen γ -Strahlung sind, allerdings eine geringere Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen haben, als die ebenfalls angewendeten Flüssigszintillatorzähler. Bei diesen Zählern machen sich allerdings γ -Strahlen als störender Untergrund bemerkbar.

In der vorliegenden Arbeit wird eine Apparatur zum Nachweis von SHE beschrieben, die aus einer Kombination von Flüssigszintillatortank, Oberflächensperrschichtzähler und Glimmerdetektor besteht. Auftretende Spontanspaltungen werden durch diese Kombination auf dreifache Weise nachgewiesen und damit eindeutig identifiziert.

Bis heute konnten allerdings trotz einer intensiven Suche in der Natur keine überschweren Elemente nachgewiesen werden.

Parallel zur Suche der überschweren Elemente in der Natur wurden Anstrengungen unternommen, solche Elemente künstlich zu erzeugen. So sind in Oak Ridge, Berkeley (USA), Dubna (UDSSR), Paris und Darmstadt Schwerionenbeschleuniger gebaut oder erweitert worden, um die Erzeugung von überschweren Elementen mit jeder Projekt- und Targetkombination zu versuchen.

Schwerionenreaktionen ($E/u \leq 10$ MeV) unterscheiden sich ganz wesentlich von Reaktionen mit leichten Ionen dadurch, daß mehrere Nukleonen auf den Targetkern übertragen werden können. Aufgrund der höheren Masse und größeren Ausdehnung können schwere Ionen in Kernreaktionen bei gleicher Einschußenergie auch wesentlich höhere Drehimpulse übertragen als leichte. Schwerionenreaktionen ermöglichen so die Ausdehnung der Kernstrukturuntersuchungen auf Isotopen- und Elementbereiche, die mit Leichtionenreaktionen nicht zugänglich sind.

Die exakte Beschreibung der Reaktionsmechanismen von Schwerionenreaktionen ist wegen der komplexen Struktur von Target und Geschoßkern sehr schwierig. Reaktionen, in denen viele Nukleonen transferiert werden, werden so gedeutet, daß in einer gewissen Kontaktzone zwischen den Reaktionspartnern Energie und Nukleonen durch Reibung ausgetauscht werden. Dabei ist es nicht notwendig, daß sich ein vollständiges Gleichgewicht aller Nukleonen einstellt. Solche Reaktionen werden von den verschiedenen Autoren mit : Quasi-Spaltung¹¹, tiefinelastische Prozesse¹², Relaxations-Phänomene¹³ oder stark gedämpfte Kollisionen¹⁴ bezeichnet. Bei diesen tiefinelastischen Reaktionen werden folgende Beobachtungen gemacht^{15,16}:

- 1) Tiefinelastische Reaktionen treten bei Eisenionen und schwereren Projektilen auf und bilden im Falle der Reaktion $^{209}\text{Bi} + ^{86}\text{Kr}$ den Hauptanteil des gesamten Reaktionswirkungsquerschnitts.
- 2) Die kinetische Energie des Projektils wird durch den Stoß stark oder vollständig gedämpft und geht in innere Anregungsenergie über. Es wird ein sehr deformiertes Komposit-System gebildet. Die starke Coulomb-Abstoßung zwischen den zwei Teilchen des Systems bewirkt eine Trennung. Die Form des Systems am Zerreißpunkt ähnelt der Form eines spaltenden Kernels.
- 3) Es findet häufig nur ein geringer Austausch von Ladung und Masse statt.
- 4) Die beobachteten Winkelverteilungen sind schmal und haben Peaks bei Winkeln kleiner als der "quarter-point"-Winkel. Dieser Begriff wird später genauer erläutert.

Gleichzeitig mit den tiefinelastischen Reaktionen treten "quasi-elastische" Reaktionen auf. Hier ist die Dämpfung der kinetischen Energie des Projektils gering, und die Winkelverteilungen weisen Peaks um den "quarter-point"-Winkel auf. Der Übergang von tiefinelastischen zu "quasi-elastischen" Reaktionen ist nach den bisherigen Erkenntnissen fließend.

Dieser neue Typ von Schwerionenreaktionen erschwert möglicherweise die künstliche Erzeugung von überschweren Elementen. Leichtionenreaktionen sind zur Synthese von SHE nicht geeignet, denn schwerere Elemente als Fermium ($Z = 100$) mit genügend langer Halbwertszeit sind nicht in ausreichender Menge verfügbar, als daß durch mehrere einzelne Aufbaureaktionen mit leichten Projektilen die "Insel der Stabilität" erreicht werden könnte. Die "Insel der Stabilität" kann gewissermaßen nur "im Flug" erreicht werden, d.h. in einer einzigen Reaktion. Die Auswahl möglicher Reaktionen wird dadurch eingeschränkt, daß das Neutron-Proton-Verhältnis der β -stabilen Kerne mit wachsender Masse zunimmt. Mit den verfügbaren Target- und Geschoßkernen lassen sich nur Compoundkerne in der Nähe der Masse der überschweren Elemente bilden, die ein erheblich ungünstigeres Neutronen-Protonen Verhältnis als 184:114 haben. Günstig wären also neutronenreiche Reaktionspartner mit möglichst verschiedener Kernladungszahl, z.B. ^{48}Ca und ^{244}Pu oder ^{248}Cm (Ref. 17). Je verschiedener die Kernladungen sind, um so geringer ist die Coulombabstoßung. Man kann also hoffen, daß die in den Compoundkern eingebrachte Anregungsenergie durch Verdampfung von Neutronen und α -Zerfall abgebaut und Kerne auf der Stabilitätsinsel gebildet werden.

Ein anderer Weg zu dieser Insel geht über sehr schwere Reaktionspartner. Hierbei könnten überschwere Elemente als Spaltprodukte in einer asymmetrischen Spaltung eines Compoundkerns auftreten.

Ein Hinweis darauf, daß die Stabilitätsinsel durch eine Schwerionenreaktion erreicht werden kann, wurde von Flerov¹⁸ vor einiger Zeit veröffentlicht. Er untersuchte die Reaktion von Xenon-Ionen mit Uran und gab für die Bildung von SHE einen Wirkungsquerschnitt von ca. 10^{-33}cm^2 an.

Dieses Experiment mit der neuartigen Nachweiskombination (Flüssigszintillatortank, Oberflächensperrschichtszähler und Glimmerdetektor) zur eindeutigen Identifizierung von Spontanspaltungen zu überprüfen, ist ein Anliegen dieser

Arbeit. Die Funktionsweise der Apparatur und die damit erhaltenen Ergebnisse über die Existenz von SHE sind im ersten Abschnitt beschrieben.

In dem zweiten Teil dieser Arbeit wird die Reaktion $U + 1080\text{MeV Xe}$ analysiert. Es wird versucht, Aufschluß darüber zu erhalten, ob eine symmetrische Spaltung eines Komposit-Systems bei einer Reaktion von Xenon mit Uran möglich ist oder ob andere Reaktionen - wie etwa sequentielle Spaltung - von größerer Bedeutung sind. Zur Untersuchung wird in dieser Arbeit eine modifizierte $2\tilde{\pi}$ -Glimmerteknik verwendet.

II. Suche nach überschweren Elementen

1. Einführung

Nachdem die ersten Experimente zur Auffindung überschwerer Elemente in natürlichen Proben keinen Hinweis auf derartige Elemente brachten, wandte sich das Interesse auch extraterrestrischen Proben zu. So wurde Mondgestein von verschiedenen Arbeitsgruppen untersucht und Festkörperdetektoren auf Ballon- und Apollo-Flügen der kosmischen Höhenstrahlung ausgesetzt. Auch in diesen Experimenten konnten keine überschweren Elemente nachgewiesen werden.

Als weitere Quelle extraterrestrischen Materials kommen Meteorite in Frage. Eine besondere Meteoritenklasse sind die kohlenstoffhaltigen Chondrite (eng.: carbonaceous chondrites). Diese sind Gesteinsmeteoriten, deren Zusammensetzung der Ursubstanz des Planetennebels am nächsten kommt¹⁹. Sie enthalten u.a. flüchtige Elemente wie In, Bi, Tl, Hg, Pb, J und Br. In mehreren Arbeiten wurde für die Eigenschaften überschwerer Elemente eine erhöhte Flüchtigkeit vorhergesagt. Daher kann man annehmen, daß bei der Bildung solcher Meteoriten überschwere Elemente eingefangen wurden. In jüngster Zeit wurde in einer Untersuchung an einem Meteoriten dieses Typs (Allende) ein Hinweis auf mögliche überschwere Elemente veröffentlicht²⁰. In der vorliegenden Arbeit wurde der Mundrabilla-Meteorit auf überschwere Elemente untersucht, da Material von diesem Meteoriten für uns erhältlich war.

Vor etwa einer Million Jahren fiel der ehemals ca. 50t schwere Meteorit in der Nullarbor-Ebene (Westaustralien) in der Nähe der heutigen Eisenbahnstation Mundrabilla nieder. Bei seinem Eintritt in die Erdatmosphäre zerbarst der Riesenmeteorit. Zwei zusammengehörige Bruchstücke von ca. 17t und 6,1t wurden 1966 von einem Geologen entdeckt. Durch die Initiative von Professor Ramdohr, Heidelberg, konnte das kleinere Stück der Wissenschaft

zugänglich gemacht werden. Es wurde 1971 ins Heidelberger Max-Planck-Institut transportiert und dort in zehn einzelne Scheiben zersägt²¹.

Dabei zeigte sich, daß über das ganze Volumen des Meteorits zahlreiche Troiliteinschlüsse (FeS) verteilt sind (35,4 Vol.%). Dieser Anteil ist für einen Nickeleisenmeteorit ungewöhnlich hoch. In derartigen sulfidischen Einschlüssen sind spurenweise schwere Elemente wie z.B. Pt, Au, Hg, Tl, Pb enthalten.

Bei den Untersuchungen am Mundrabilla-Meteorit wurde im Max-Planck-Institut ein Bildungsalter von $4,60 \times 10^9$ Jahren festgestellt. Dies spricht für eine etwa gleichzeitige Bildung mit den Chondriten. Im Gegensatz zu den Chondriten stammt der Mundrabilla-Meteorit jedoch aus dem Inneren eines Himmelskörpers - etwa kurz vor dem Beginn des eigentlichen Eisenkerns. So stellt auch der Mundrabilla-Meteorit sehr alte Materie dar, in der möglicherweise überschwere Elemente enthalten sind.

Ein Teil des beim Zersägen angefallenen Materials wurde in dieser Arbeit verwendet. Die Untersuchung selbst wurde durch koinzidente Messungen von Spaltereignissen und Neutronenmultiplizitäten in einem Flüssigszintillatortank durchgeführt. Das Prinzip der Identifizierung seltener Spontanspaltungen wird im nächsten Abschnitt beschrieben.

2. Prinzip der eindeutigen Identifizierung seltener Spontanspaltungen

In dieser Arbeit wird eine neuartige Nachweiskombination für die Identifizierung von Spontanspaltungen verwendet. Treten in den untersuchten Proben Spontanspaltungen auf, so werden die beiden Spaltfragmente gleichzeitig von einem Oberflächensperrschichtzähler und einem Glimmerdetektor registriert. Außerdem werden die bei einer Spontanspaltung emittierten Neutronen mit einem Flüssigszintillatortank untersucht. Die Neutronen erzeugen elektrische Impulse, die einerseits elektronisch gezählt und andererseits auf einem Oszillograph automatisch photographiert werden.

In der nachfolgenden Abbildung ist diese Nachweisapparatur skizziert.

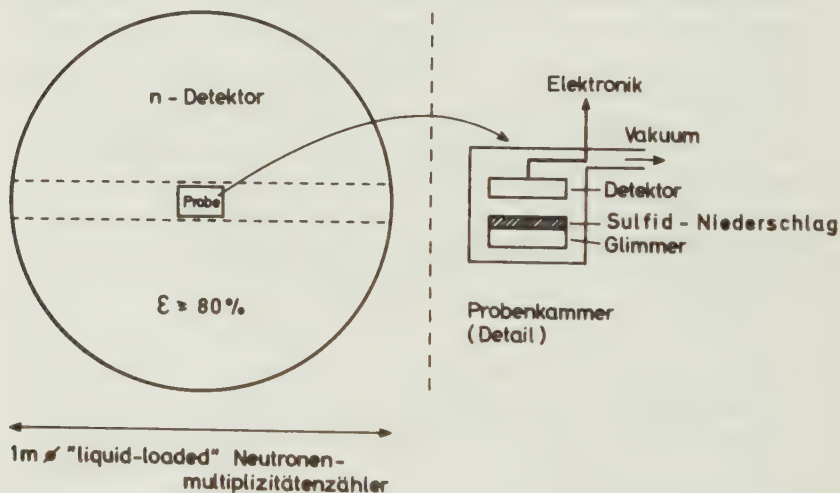


Abb. 1 Skizze der verwendeten Nachweisapparatur bestehend aus Neutronenmultiplizitätanzähler, Oberflächen-sperrschichtzähler und Glimmerdetektor

Alle Elemente, die mit Schwefelwasserstoff bei pH 2 als Sulfide oder reduzierte Metalle ausfallen, sind markiert. Man sieht, daß hierzu viele Elemente aus der letzten Periode gehören. Deshalb ist es wahrscheinlich, daß die entsprechenden Eka-Elemente mitausgefällt werden, ohne daß man sehr spezielle Eigenschaften für die überschweren Elemente annehmen muß. Die den Nachweis überschwerer Elemente störenden Spontanspalter sind gleichfalls gekennzeichnet. Nur die sehr kurzlebigen schwersten bekannten Elemente (z.B. $Z = 106$) fallen mit H_2S im Sauren aus, stören aber infolge ihrer kurzen Halbwertszeit den Nachweis überschwerer Elemente nicht.

Die in solchen chemisch angereicherten Proben mit der Nachweisapparatur beobachteten Spontanspaltungen gelten dann als eindeutig identifiziert, wenn folgende drei Bedingungen erfüllt werden:

- 1) Der Oberflächensperrschichtzähler registriert ein Teilchen mit einer Energie von mehr als 25 MeV.
- 2) Der Glimmerdetektor weist eine Spaltspur auf.
- 3) Gleichzeitig zu dem Spaltfragment im Oberflächensperrschichtzähler werden Neutronen sowohl elektronisch gezählt als auch auf dem Oszillograph nachgewiesen.

Auf welche Weise Neutronen im Flüssigszintillatortank registriert werden, ist im nächsten Abschnitt beschrieben.

3. Prinzip und Eichung des Neutronenmultiplizitätenzählers (NMZ)

Das Kernstück des Zählers ist ein großer Flüssigszintillatortank, wie er schon des öfteren in der Literatur beschrieben wurde (z.B. Ref 22,23,24). Die verwendete Szintillatorflüssigkeit ist unter der Bezeichnung NE 323 im Handel erhältlich und besteht im wesentlichen aus einem organischen Lösungsmittel (vergleichbar mit Mesitylen), in dem der Szintillator und 0,3% Gadolinium gelöst sind. Der Tank besteht aus zwei gegeneinander verschiebbaren Halbkugeln und ist mit 12 Photomultipliern bestückt. Durch das Zentrum des Tanks führt eine horizontale zylindrische Bohrung, die zur Aufnahme der Proben dient.

Findet im Zentrum des Tanks eine Kernspaltung statt, so treten die dabei freiwerdenden schnellen Neutronen ins Innere des Tanks ein. Dort werden sie von den Protonen der organischen Flüssigkeit abgebremst. Bei den ersten Stößen wird viel Energie abgegeben. Die dabei entstehenden Rückstoßprotonen erzeugen durch Ionisationsreaktionen im Szintillator Lichtblitze. Diese Protonenrückstoßsignale klingen allerdings in etwa $0,5 \mu\text{s}$ nach der Kernspaltung ab²⁵. Die nun thermisch gewordenen Neutronen können anschließend von den Gd-Kernen eingefangen werden. Von allen bekannten Elementen hat Gadolinium den höchsten über alle Isotope gemittelten Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen (49 000 b). Dieser hohe Wert wird hauptsächlich durch die Isotope ^{155}Gd und ^{157}Gd erreicht, die Absorptionsquerschnitte von 61 000 bzw. 254 000 b bei einer relativen Häufigkeit von 14,9 bzw. 15,7 % haben²⁶.

Jedes einzelne Neutron durchläuft einen Moderierungsprozeß und die Einfangzeiten durch das Gadolinium sind zeitlich statistisch verteilt. So werden die ursprünglich gleichzeitig freigesetzten Neutronen zu unterschiedlichen Zeiten über einen (n, γ) -Prozeß eingefangen. Dabei werden Energien von 8,528 MeV (Gd - 155) bzw. 7,931 MeV (Gd - 157) freigesetzt²⁷. Diese γ -Strahlen erzeugen im Szintillator winzige Lichtblitze, die von den Photomultipliern registriert

werden. In Abb. 3 ist eine typische Einfangverteilung für Neutronen in einem solchen Flüssigszintillatortank gezeigt²⁸. Nach etwa 35 μ s sind 97,5 % aller nachzuweisenden Neutronen eingefangen worden²⁹, während die mittlere Einfangzeit für ein Neutron etwa 12 μ s beträgt²⁵. Da die Neutronen durch den Tank nur indirekt über einen (n, δ)-Prozeß nachgewiesen werden, können δ -Quanten und die kosmische Höhenstrahlung Neutronen vortäuschen. Den Einfluß dieses Untergrundes kann man durch Abschirmmaterial verringern. Darauf wurde jedoch verzichtet, weil mit dem NMZ auch radioaktive Proben aus Bestrahlungsexperimenten untersucht werden sollten. Solche Proben haben eine wesentlich höhere γ -Aktivität als sie von der kosmischen Höhenstrahlung herrührt. Bislang hat sich jedoch in keiner Probe der Untergrundeffect bei den Messungen von Neutronen als störend erwiesen, so daß auf besondere Maßnahmen verzichtet wurde.

Bei der Eichung des NMZ wurde vielfach auf Erfahrungen zurückgegriffen, wie sie bei solchen Flüssigszintillatortanks schon von anderen Gruppen gemacht worden sind (z.B. Ref. 25,28,29).

Zunächst wurden für die einzelnen Photomultiplier Kennlinien für die Zählrate in Abhängigkeit von der eingestellten Hochspannung aufgenommen. Gezählt wurde zum einen der normale Untergrund und zum anderen die γ -Quanten eines ⁶⁰Co-Präparats. Ein Beispiel für eine solche Kennlinie ist in Abb. 4 gegeben. Bei hohen Spannungseinstellungen bleibt die Zählrate nicht mehr konstant, sondern zeigt im zeitlichen Verlauf Schwankungen, wie in Abb. 4 ebenfalls dargestellt. Für diesen einen Photomultiplier wurde daher der Arbeitspunkt in den Bereich von 950 - 1050 Volt gelegt. Hier bleibt die Zählrate im zeitlichen Verlauf konstant. Die Arbeitspunkte der einzelnen Photomultiplier liegen bei verschiedenen Spannungen, weil sie aufgrund ihrer Herstellung eine unterschiedliche Charakteristik haben. Die Form der einzelnen Kennlinien unterscheidet sich jedoch nicht. Die Arbeitspunkte wurden so gewählt, daß bei der Aufnahme eines γ -Spektrums von Co-60 die Lage für alle Photovervielfacher gleich war.

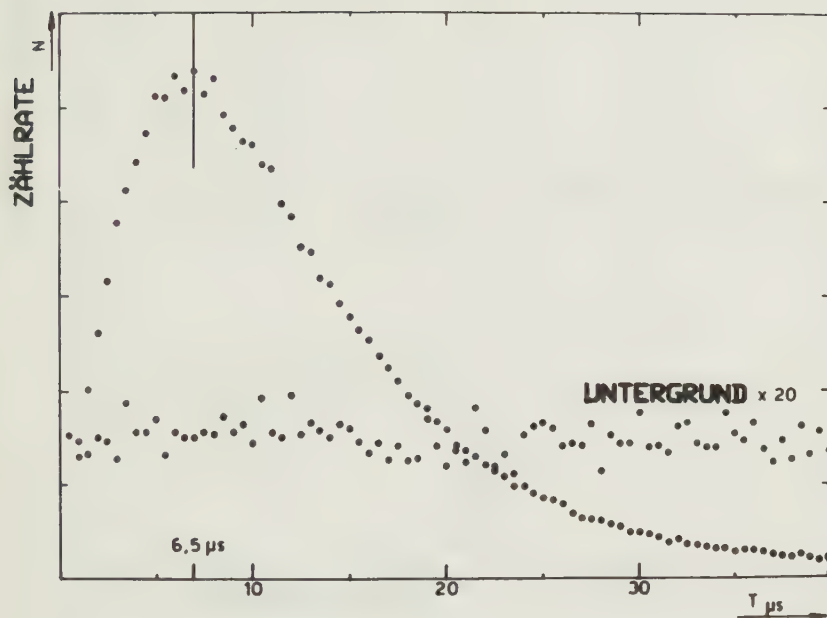


Abb. 3 Typische Verteilung der Einfangzeiten für Neutronen mit einem Flüssigszintillator-tank (aus Ref. 28).

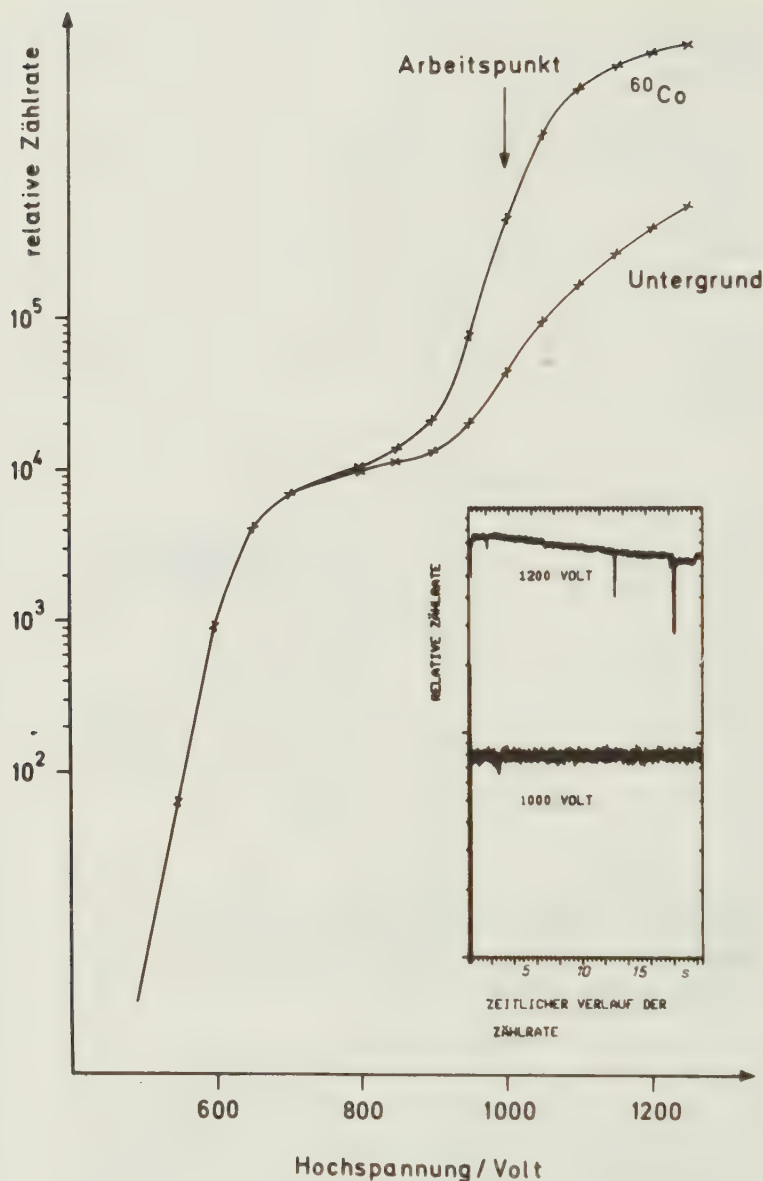


Abb. 4 Kennlinie eines Photomultipliers für Untergrundstrahlung und ein ^{60}Co -Präparat. - Der zeitliche Verlauf der Zählrate weist bei zu hohen Spannungen (hier 1200 V) starke Schwankungen auf, während er am Arbeitspunkt konstant ist.

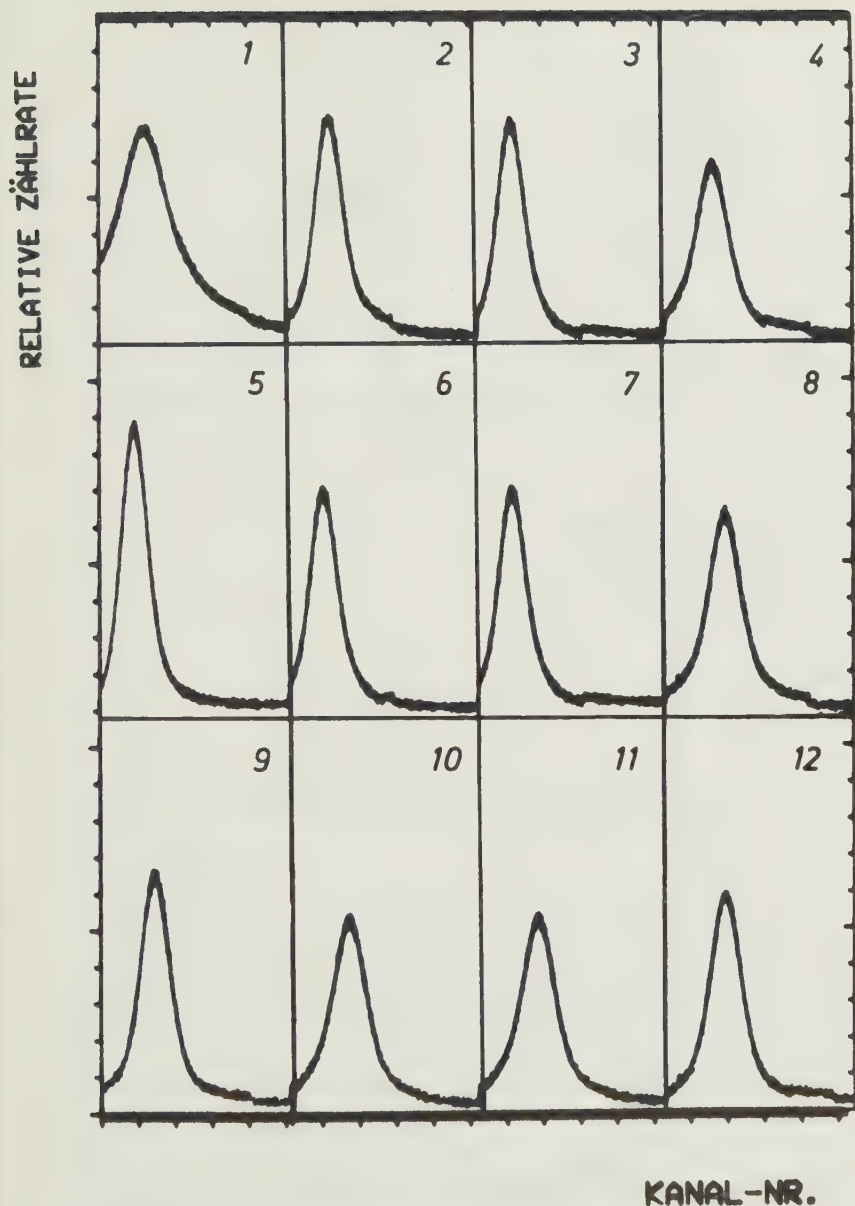


Abb. 5a Impulshöhenspektren der 12 Photomultiplier eines ^{60}Co -Präparats (mit den hier eingestellten Arbeitsspannungen wurde im weiteren gearbeitet)

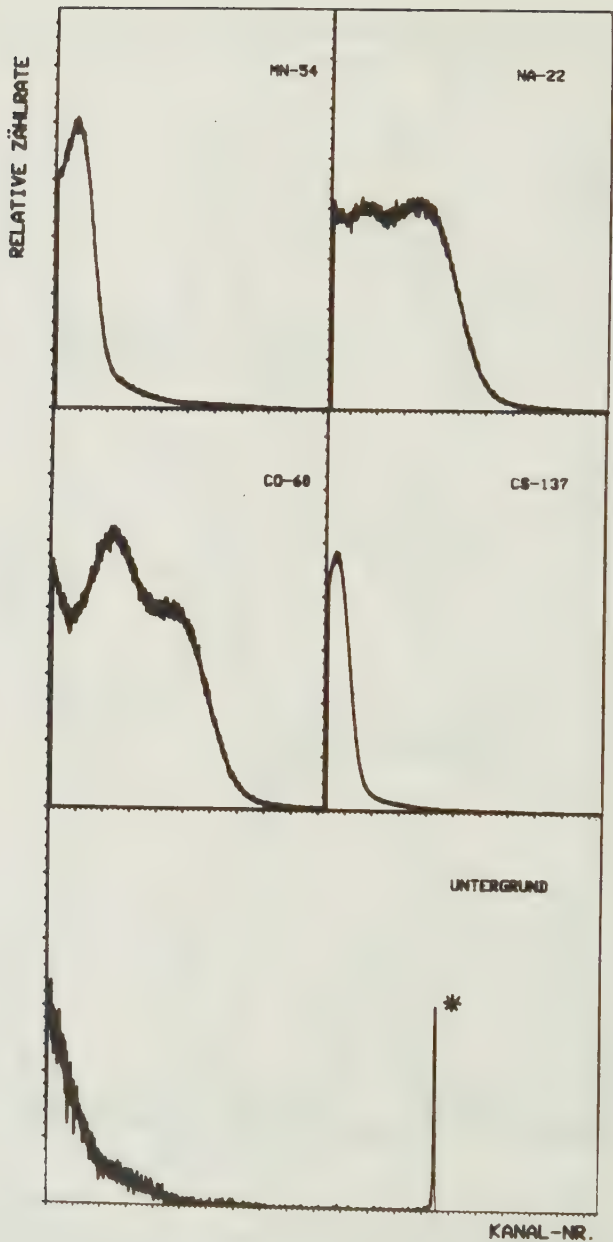


Abb. 5b γ -Spektren von verschiedenen Präparaten und Untergrund des Flüssigszintillatortanks (alle 12 Photomultiplier). Der Peak bei * ist im

In Abb. 5a sind diese Spektren gezeigt.

Für die weiteren Untersuchungen wurden alle Photomultiplier zusammengefaßt. Je 6 (von jeder Halbkugel 3) wurden über einen Mixer mit einem Linearverstärker verbunden, so daß sich zwei Zweige ergaben. Dabei laufen benachbarte Photomultiplier nicht über den gleichen Zweig. Mit dieser Anordnung wurden γ -Spektren von Cs-137, Na-22, Co-60 und Mn-57 aufgenommen, um die Abhängigkeit der gemessenen Impulshöhe von der γ -Energie für den Szintillator zu bestimmen. Desgleichen wurde ein Spektrum des Untergrunds aufgenommen (Abb. 5b). Die Untergrundstrahlung, verbunden mit dem elektronischen Rauschen, zeigt einen starken Anstieg der Zählrate bei niedrigen Energien. Für den übrigen Energiebereich ist der Einfluß des Untergrundes gering. Bei hohen Energien steigt die Zählrate noch einmal an. Dieser Peak wird durch die energiereiche kosmische Höhenstrahlung hervorgerufen, die eine Übersteuerung der Linearverstärker bewirkt.

Die eigentliche Eichung des NMZ wurde mit einem schwachen (3 f/min.) ^{252}Cf -Präparat im Zentrum des Tanks durchgeführt. Um eine Kontamination des Zählers zu vermeiden, wurde das Cf-Präparat zusammen mit einer Oberflächensperrschichtzähler in eine neu gefertigte Spaltkammer gebracht, die anschließend geschlossen und seitdem nicht wieder geöffnet wurde. Zur Aufrechterhaltung des Vakuums in dieser Spaltkammer wurde eine eigene Pumpe verwendet. Die Messung der Neutronenmultiplizität wurde mit einem elektronischen System durchgeführt, wie es in Abb. 6 schematisch dargestellt ist. Der Übersicht halber ist die Hochspannungsversorgung für die einzelnen Photomultiplier nicht eingezeichnet. Sie besteht aus drei Hochspannungsmodulen mit nachfolgender Spannungsverteilung. Desgleichen sind die Vorverstärker nicht eingezeichnet, die an jedem Photomultiplier angebracht sind. Die Funktionsweise ist nachfolgend beschrieben (vergleiche auch II,2).

Das Präparat wird mit einem Halbleiterdetektor gemessen, dessen Impulse verstärkt und analysiert werden. Findet eine Spontanspaltung statt, so erzeugt ein Gate & Delay-

Generator ein verzögertes Signal, das ein logisches Tor (I) öffnet. Die Verzögerung beträgt $1 \mu\text{s}$, um die bei der Kernspaltung auftretende prompte γ -Strahlung und das Protonenrückstoßsignal abklingen zu lassen. Ist das logische Tor I geöffnet, so werden für $35 \mu\text{s}$ die Impulse der Photomultiplier gezählt. Diese Impulse haben je einen Zweig bestehend aus Mixer, Linearverstärker und Einkanaldiskriminator durchlaufen und wurden auf Koinzidenz geprüft. Durch die Koinzidenzeinheit werden eventuelle elektronische Fehlimpulse einzelner Photomultiplier unterdrückt. Wird jedoch ein Ereignis von mindestens zwei benachbarten Photovervielfachern registriert, so durchlaufen die entsprechenden Impulse beide Zweige und erreichen die Koinzidenzeinheit gleichzeitig. Die Signale der Koinzidenzeinheit entsprechen registrierten Neutronen und können durch das geöffnete logische Tor I hindurch mit einem Zähler gezählt werden. Das logische Tor I erzeugt außerdem bei jeder Öffnung durch ein Spaltfragment einen weiteren Impuls, der nach einer gewissen Verzögerung das logische Tor II öffnet.

Die Pausenzeit zwischen Schließung des logischen Tores I und Öffnung des Tores II beträgt stets $100 \mu\text{s}$. Sie dient dazu, die Beendigung der Neutroneneinfangvorgänge mit Sicherheit abzuwarten, um anschließend die Untergrundeffekte zu registrieren. Die Untergrundmeßzeit war immer genauso lang wie die Zeit für die Neutronenmessung ($35 \mu\text{s}$). Die Impulse, die durch die beiden logischen Tore gelangen, die Zahl der Spontanspaltungen und die Energie des registrierten Spaltfragments werden gezählt und gespeichert. Die Zahl der registrierten Neutronen sowie der gemessene Untergrund kann auf Zählern (NIM-Elektronik) angezeigt und ausgedruckt werden. Über eine CAMAC-Elektronik werden die gleichen Zahlen sowie die Energie des Spaltproduktes in einer PDP 11 gespeichert und können auf ein Magnetband geschrieben werden. Es besteht die Möglichkeit, die Ereignisse sowohl einzeln aufzunehmen als auch aufsummierend. Damit sind die 1. und 3. Bedingung zur Definition einer Spontanspaltung erfüllt (II,2).

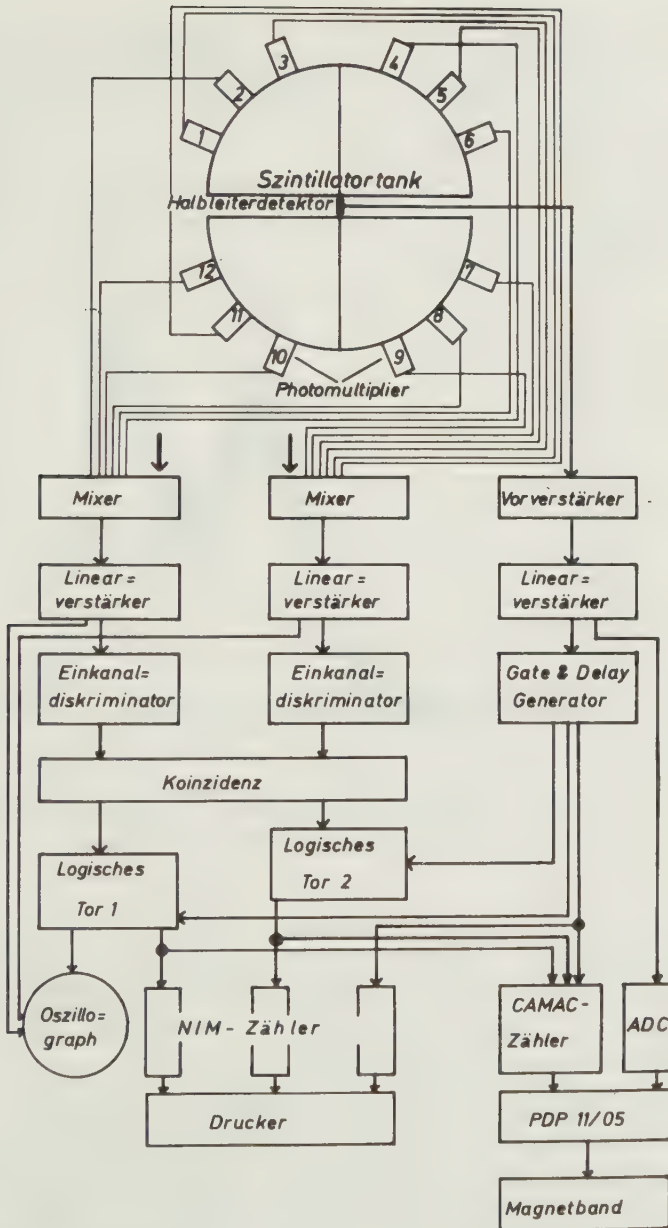


Abb. 6 Blockschaltbild zur Messung von Neutronenmultiplizitäten - Erläuterungen siehe Text

Mit dem Vielkanalanalysator wurde zunächst ein Spaltproduktspektrum des Cf-Präparats aufgenommen (Abb. 7).

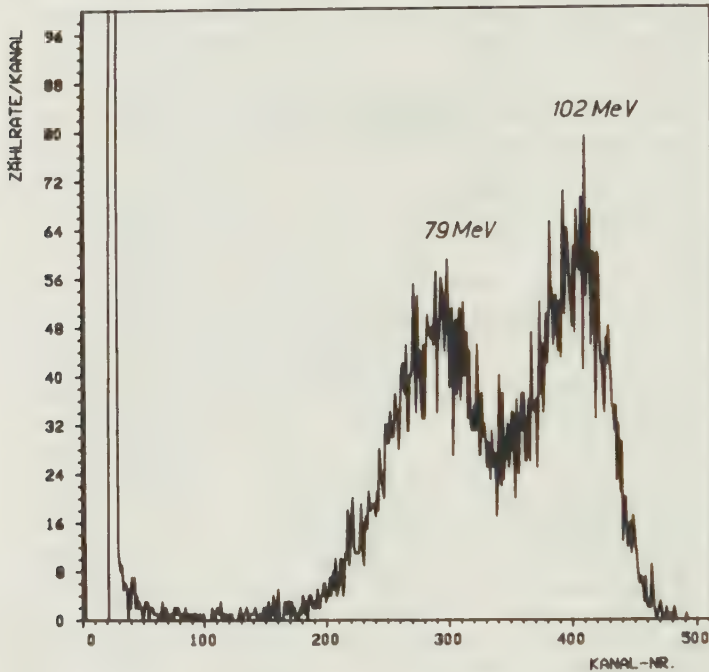


Abb. 7 Spaltproduktspektrum des ^{252}Cf -Eichpräparats zur Neutronenmultiplizitätsmessung

Daraufhin wurde ein Diskriminator an dem Gate & Delay-Generator so eingestellt, daß die logischen Tore nur bei Spontanspaltungen (nicht etwa bei α -Zerfällen) geöffnet werden. Die Zählung der Neutronen von Spontanspaltungen erfolgte mit unterschiedlichen Einstellungen der Diskriminatoren in den beiden Photomultiplierzweigen. Durch Veränderung der unteren Schwelle ergeben sich unterschiedliche Ansprechwahrscheinlichkeiten des Tanks für Neutronen. Desgleichen ist auch die Zahl der registrierten Untergrundereignisse stark von diesen Einstellungen abhängig.

Durch eine obere Schwelle wird die energiereiche kosmische Höhenstrahlung diskriminiert. Diese Strahlung ist jedoch prozentual zur gesamten Untergrundstrahlung sehr gering. In Abb. 8 sind die Abhängigkeiten der Ansprechwahrscheinlichkeit und des Untergrundes von der Einstellung der unteren Diskriminator Schwelle angegeben. Die Meßzeit betrug stets $35\text{ }\mu\text{s}$, sowohl für die Neutronen als auch für den Untergrund. Jeder einzelne Meßpunkt stützt sich auf etwa 11 000 Spalttereignisse.

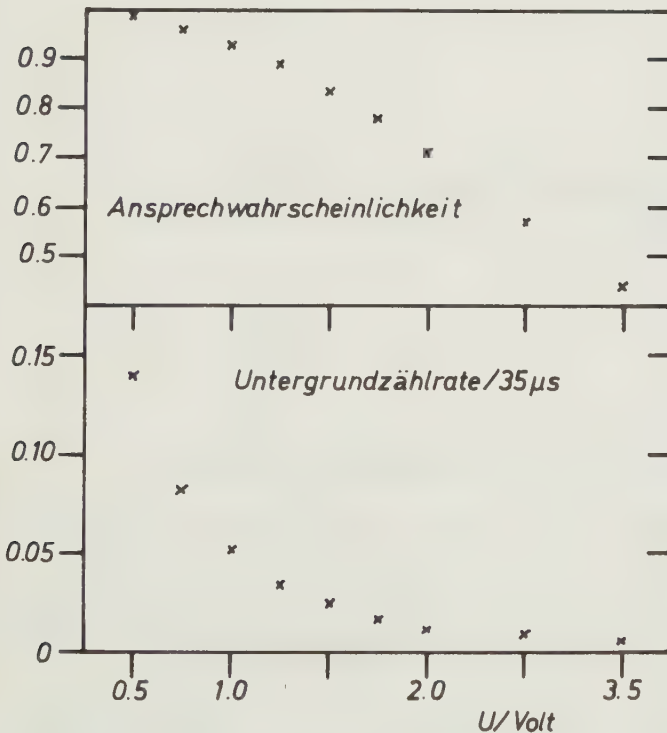


Abb. 8 Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit und der Untergrundzählrate des Neutronenmultiplizitätszählers von der unteren Diskriminator Schwelle U. Arbeitspunkt bei 1,5 V, d.h. 83,5 % Ansprechwahrscheinlichkeit und 0,03 n/35 μ s - näheres im Text

Für jede beobachtete Verteilung der Neutronenmultiplizität wurde die Varianz errechnet. Es zeigte sich, daß die beobachteten Verteilungen schmaler sind als für ^{252}Cf angegeben wird $(1,610 - 1,639)^{23}$. Die Daten sind in der nachfolgenden Tabelle angeführt:

Tabelle 1:

Varianzen der Neutronenmultiplizitätsverteilungen

<u>Ansprechwahrscheinlichkeit</u>	<u>beobachtete Varianz</u>
0,986	1,384
0,962	1,435
0,930	1,480
0,887	1,525
0,835	1,477
0,776	1,552
0,709	1,509
0,571	1,406
0,442	1,211

Bei diesen Daten wurden jedoch keine Korrekturen für den Untergrund und die Totzeit der Apparatur durchgeführt. Ein wesentlicher Grund für die Beobachtung schmaler Verteilungen dürfte die Totzeit der Koinzidenzeinheit sein³⁰. Hier ergibt sich bei einer Koinzidenz von zwei Photomultipliersignalen ein Impuls von 0,3 μs Länge. Innerhalb dieser Zeit erzeugen weitere Koinzidenzen keine zusätzlichen Ausgangsimpulse. Aus zwei Gründen wurden die weiteren Untersuchungen jedoch mit dieser Koinzidenzeinheit durchgeführt:

- 1) Es wurde eine Kamera installiert, die bei einer Spontanspaltung die Photomultiplierpulse von einem Oszillograph abphotographiert. Außer den

Photomultiplierpulsen wird gleichzeitig ein logisches Signal auf dem Oszillograph erzeugt, das anzeigt, ob der betreffende Impuls von der Zähl Elektronik registriert wurde. Das Oszillographenbild zeigt ferner, ob die Impulse die richtige Form haben oder ob es sich eventuell um elektronische Fehlimpulse handelt. In Abb. 9 sind zwei solche Aufnahmen aus der Cf-Eichung zu sehen.

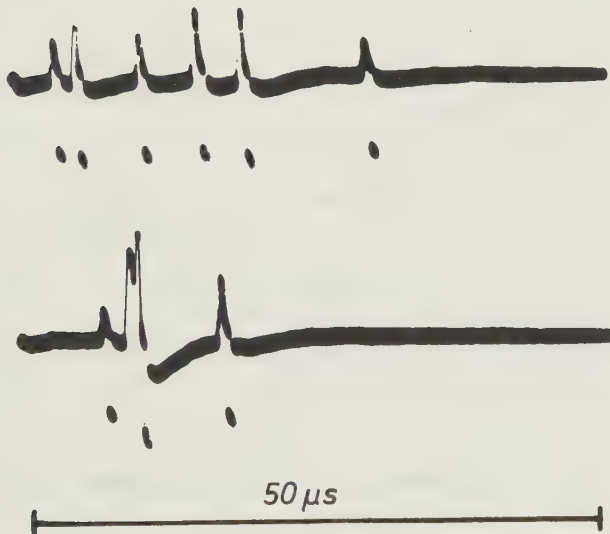


Abb. 9 Oszillographenphotos beim Nachweis der Spaltneutronen von ^{252}Cf . Unter den Peaks sind logische Signale für die Zähler registriert. Im oberen Fall wurden 6 Neutronen gezählt, während im zweiten Fall infolge der Totzeit nur 3 von 4 Neutronen registriert wurden.

- 2) Das Auftreten von Spontanspaltungen beim Nachweis überschwerer Elemente ist gewiß so selten, daß man zur Bestimmung einer Neutronenmultiplizitätsverteilung nicht genügend Ereignisse erhalten wird.

Zum Abschluß der Eichung wurde ein Spektrum der Photomultiplierimpulse aufgenommen, wie sie bei der Registrierung von Spaltneutronen mit der verwendeten Elektronik im Szintillatortank entstehen (Abb. 10).

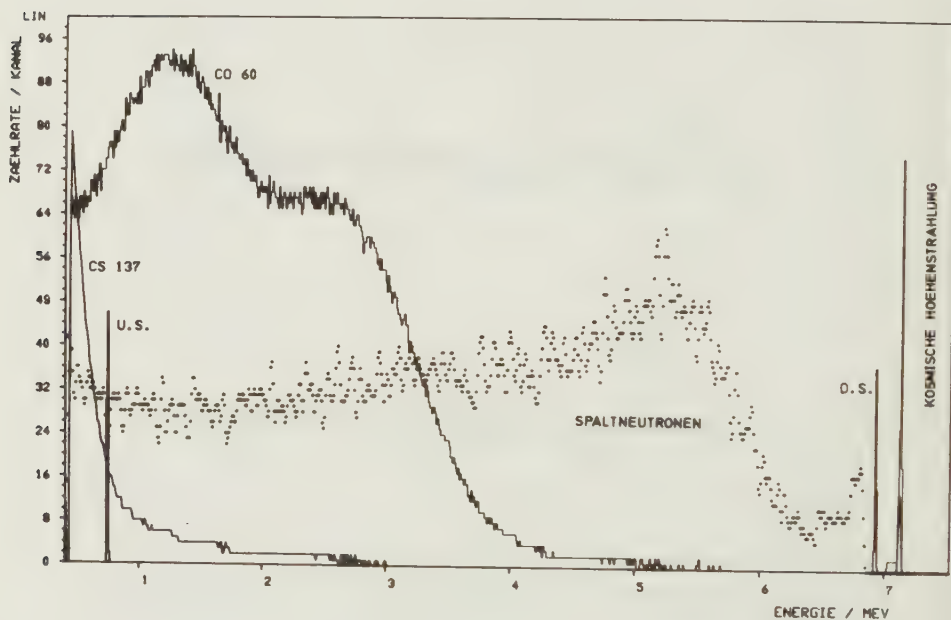


Abb. 10 Impulshöhenverteilung der γ -Strahlung von ^{137}Cs , ^{60}Co sowie der durch Neutroneneinfang vom Gadolinium verursachten Gamma-Strahlung. Die eingezeichnete obere und untere Schwelle (O.S.; U.S.) gibt den variablen Bereich an, innerhalb dessen die Spaltneutronen gezählt werden. Bei der gegebenen Einstellung werden 83,5 % aller Neutronen von ^{252}Cf registriert.

Beim Einfang von Spaltneutronen durch das Gadolinium erzeugen die Photomultiplier Impulse von stark unterschiedlicher Höhe. Dementsprechend erstreckt sich das Spektrum bis zu hohen Energien über einen weiten Bereich. In der Abbildung sind ferner die obere und untere Diskriminatorschwelle angegeben. Die beiden Schwellen bilden einen variablen Bereich, innerhalb dessen alle Impulse als Neutronen gezählt werden. Für die eingezeichneten Diskriminatorschwellen beträgt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Tanks für Spaltneutronen von Cf 83,5 %. In dem Spektrum ist zur Veranschaulichung ebenfalls die Impulshöhenverteilung der γ -Strahlung von ^{137}Cs und ^{60}Co angegeben.

Niederenergetische γ -Quanten wie von ^{137}Cs liegen unterhalb der Registrierschwelle, während solche von ^{60}Co (1,25 MeV bzw. 2,5 MeV für den Summenpeak) schon in den Registrierbereich fallen. Durch eine Verschiebung der unteren Diskriminatorschwelle nach oben kann man gegen mehr γ -Quanten diskriminieren, wodurch sich allerdings gleichzeitig die Ansprechwahrscheinlichkeit verringert.

Mit den beschriebenen Einstellungen werden zwar 83,5 % der Neutronen aus Spontanspaltungen von ^{252}Cf registriert, jedoch besteht die Möglichkeit, daß bei sehr hohen Neutronenmultiplizitäten von SHE die Ansprechwahrscheinlichkeit geringer ist. Diese eventuelle Verringerung der Ansprechwahrscheinlichkeit wurde hier in Kauf genommen. Eine Elektronik mit geringerer Totzeit wird erst bei einer positiven Evidenz für SHE in Erwägung gezogen. So wurden alle weiteren Untersuchungen mit diesen Einstellungen durchgeführt, deren experimentelle Einzelheiten im nächsten Abschnitt beschrieben werden.

4. Experimentelles

a) Mundrabilla-Meteorit

Bevor der Schwerionenbeschleuniger der GSI für Experimente zur Verfügung stand, erfolgte eine Untersuchung einer Probe aus dem Mundrabilla-Meteorit mit dem NMZ. Diese Probe wurde aus 8,5 kg des Materials gewonnen, das beim Zersägen des Meteorits anfiel. Bei der Sägearbeit kam eine "Langseilsäge" unter Zusatz von destilliertem Wasser und Siliziumcarbid als Schleifmittel zur Anwendung³¹. Das getrocknete, sehr feinkörnige, braunschwarze Material wurde drei Monate lang mit Königswasser im siedenden Wasserbad behandelt. Der Rückstand wurde so lange mit destilliertem Wasser gewaschen, bis die Waschlösung keine gelösten Stoffe mehr enthielt, anschließend getrocknet und gewogen. Nach dieser Behandlung hatte der Rückstand eine hellgraue Farbe. Aus der Gewichts Differenz ergab sich eine gelöste Materialmenge von 611 g. Die Königswasserlösung und das Waschwasser wurden vereinigt und der größte Teil der Lösung bei 110° abdestilliert. Nach einem Zusatz von konzentrierter Salzsäure wurde wieder abdestilliert und dieser Vorgang zur Zerstörung der Nitrate mehrfach wiederholt. Anschließend wurde die Lösung durch mehrfaches Zusetzen von destilliertem Wasser und Konzentration durch Abdestillieren auf einen pH-Wert von 2 gebracht. In dieser Lösung (ca. 3l) wurde eine Fällung mit Schwefelwasserstoff vorgenommen.

Durch dieses Verfahren erreicht man zweierlei: zum einen werden Nickel und Eisen, die den Hauptbestandteil der Lösung bilden, bei diesen Bedingungen nicht ausgefällt; zum anderen bleiben auch eventuelle Uran- oder Actinium-Verunreinigungen in Lösung (vergl. II,2)

Zur Auffindung überschwerer Elemente fand in unserem Institut eine solche unspezifische Schwefelwasserstoff-fällung schon bei anderen Experimenten ihre Anwendung³².

Bei der ersten H₂S-Fällung der Mundrabilla-Probe zeigte sich, daß die Lösung oxidierend wirkte, so daß auch elementarer Schwefel ausfiel. Der Niederschlag wurde mit

H₂S-Wasser gewaschen und dann auf eine Glimmerfolie gebracht und in leichtem Vakuum (10 Torr) über KOH getrocknet.

Der erste untersuchte Niederschlag aus dem Mundrabilla-Meteorit erwies sich jedoch als zu dick für eine korrelierte Registrierung der Spaltprodukte mit Glimmer und Oberflächensperrschichtzähler. Deshalb wurde nach 41 Tagen die erste Messung beendet, der Niederschlag insgesamt zweimal umgefällt und in einer dritten Messung 231 Tage im NMZ untersucht. Die genauen Daten der einzelnen Proben sind zu Beginn des Abschnitts II,5 "Untersuchungsergebnisse und Diskussion" in Tabelle 2 dargestellt.

b) Bestrahlung von Uran mit Xenon

Am Unilac der GSI, Darmstadt, wurden drei dicke Folien (0,025 mm) aus angereichertem Uran mit Xenon-Ionen unterschiedlicher Energie bestrahlt und im NMZ auf SHE untersucht. Die Messungen der ersten Probe wurden inzwischen beendet, während an den beiden anderen die Messungen noch andauern. Die Einzelheiten der Bestrahlungen und die erhaltenen Meßergebnisse sind in Tabelle 3 (Abschnitt II,5) aufgeführt.

Sofort nach Bestrahlungsende wurden die Proben nach Marburg transportiert. Durch die Transportzeit ergibt sich ein Halbwertszeitbereich für den Nachweis von SHE zwischen einigen Stunden und mehreren Monaten. Anschließend wurden die Proben gemäß dem nachfolgenden, schematischen Flußdiagramm chemisch aufgearbeitet.

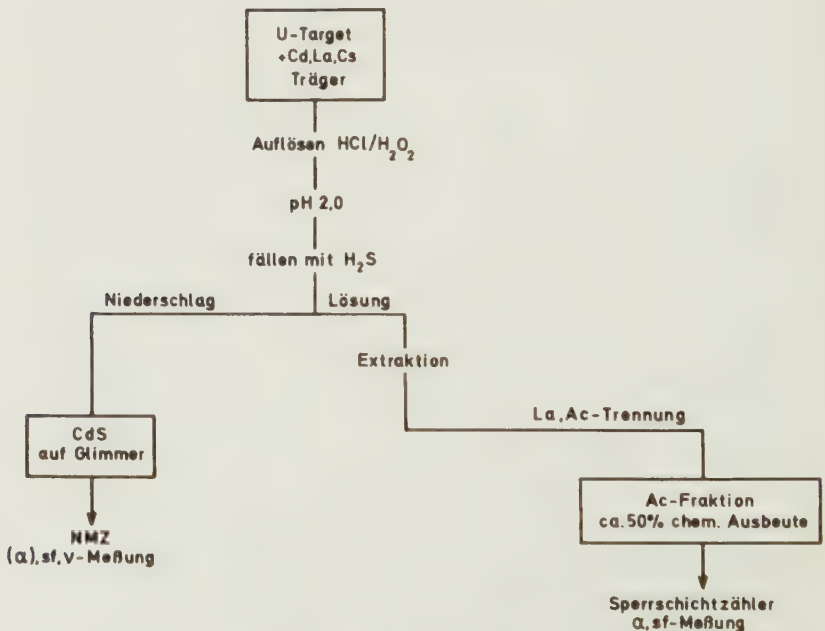


Abb. 11 Schematisches Flußdiagramm für die chemische Aufarbeitung der bestrahlten Uran-Proben

Diese chemische Anreicherung der überschweren Fraktion unterscheidet sich nicht wesentlich von der beim Mundrabilla-Meteorit angewandten Technik. Die bei den bestrahlten Proben anfallenden Ac-Fractionen wurden von Lund et al.³³ auf langlebige Actinoiden untersucht. Durch Tracerexperimente wurde die chemische Ausbeute in der Ac-Fraktion mit ca. 50 % ermittelt. Für die SHE-Fraktion wurde eine Ausbeute von ca. 75 % geschätzt.

c) Methodisches

Da mit dem NMZ zwei Proben gleichzeitig und unabhängig voneinander gemessen werden können, war die Apparatur seit August 1975 nahezu ununterbrochen in Betrieb. Bei solchen Langzeitexperimenten ist daher ein besonderes Augenmerk auf die Stabilität der gesamten Elektronik zu richten. So wurde vor jeder Bestrahlung die Ansprechwahrscheinlichkeit des Szintillatortanks mit dem Cf-Eichpräparat überprüft und keine wesentlichen Veränderungen festgestellt. Seit einiger Zeit werden die NIM-Zähler der Elektronik auch dazu verwendet, die Untergrundstrahlung, die laufend in der Kugel registriert wird, zu messen und die Ergebnisse auszudrucken. Der seitliche Verlauf des Untergrundeffekts ist in Abb. 12 dargestellt.

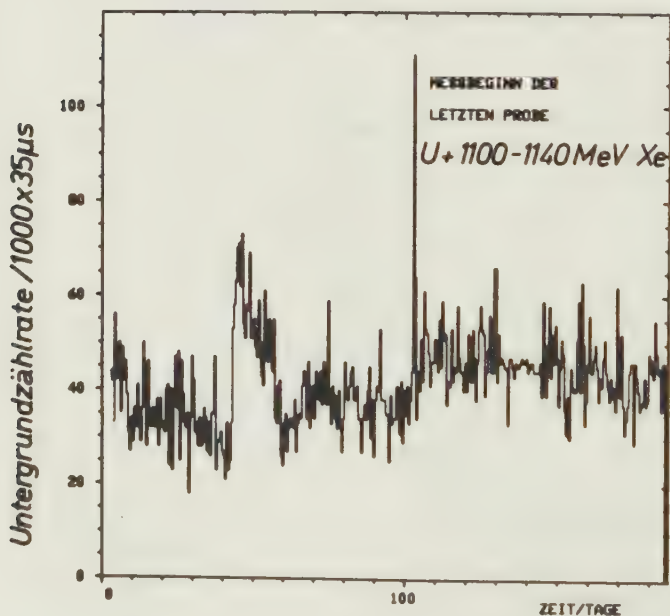


Abb. 12 Langzeitmessung der Untergrundzählrate. Im Mittel werden $0,04 \pm 0,02$ Impulse pro $35 \mu s$ Öffnungszeit im logischen Tor I (Abb. 6) registriert. Das logische Tor I wird durch einen Impulsgenerator geöffnet (ca. 1/min.) - näheres siehe Text -

Bei sonst konstantem Verhalten zeigt sich bei Beginn der Messung an der letzten (und intensivsten) bestrahlten Probe ein plötzlicher Anstieg. Dieses Ansteigen des Untergrundeffekts ist auf die γ -Aktivität der Probe zurückzuführen. Dieser Effekt war jedoch nicht so groß, daß eine Veränderung am NMZ vorgenommen werden mußte.

So erwies sich die anfängliche Befürchtung als unbegründet, daß die γ -Aktivität der bestrahlten Proben eine korrekte Messung der Neutronenmultiplizitäten unmöglich macht. Zu Beginn einer jeden Messung wurde der Untergrundeffekt des gesamten bestrahlten Targets und der chemisch angereicherten SHE-Fraktion gemessen. Diese Meßwerte sind im nächsten Abschnitt in Tab. 4 aufgeführt.

Die korrekte Funktionsweise der Oberflächensperrschichtzähler über so lange Meßzeiten wird dadurch sichergestellt, daß laufend niederenergetische α -Teilchen von etwa 6 MeV registriert werden. Eine ausgesprochene α -Spektroskopie ist allerdings infolge der Probendicke bisher nicht möglich gewesen (keine trägerfreien Präparate).

Bei der Untersuchung der einzelnen Cadmiumsulfidniederschläge wurden zwei verschiedene Oberflächensperrschichtzähler verwendet: für die erste und zweite Probe ein 335 mm^2 -Detektor, für die dritte Probe ein 1000 mm^2 -Detektor. Mit dem großflächigen Detektor wurde auch die dritte Mundrabilla-Probe gemessen. Dieser Detektor zeigte bei der Eichung allerdings ein schlechteres Spaltproduktspektrum als der 335 mm^2 -Detektor (Tab. 2 u. 3 ; Abb. 13 u. 14).

Die Eichung der Spaltprodukt-detektoren selbst wurde mit einem ^{235}U -Präparat und thermischen Neutronen durchgeführt. Diese Methode hat gegenüber der Eichung mit Cf-Präparaten den Vorteil, daß eine Kontamination des Detektors mit Sicherheit vermieden wird. Zur Vermeidung von Kontaminationen wurden fabrikneue Detektoren benutzt. Desgleichen waren die Glasapparaturen für die chemische Trennung fabrikneu.

Auch bei den verwendeten Glimmerfolien wurden Vorsichtsmaßnahmen getroffen. Denn natürlicher Glimmer kann in geringen Mengen Uran enthalten, das im Laufe der Jahrmillionen sogenannte "fossile" Spaltspuren bildet. Diese würden beim Ätzen des Glimmers ebenfalls sichtbar. Sie lassen sich jedoch durch Ausheilen vor dem Ätzen annihilieren, so daß der Glimmer frei von solchen Spaltproduktspuren ist. Eine weitere Methode "untergrundfreien" Glimmer zu erhalten besteht darin, die Glimmerfolie zuerst eine Stunde lang in konzentrierter Flußsäure zu ätzen. Dadurch werden die fossilen Spaltspuren entwickelt und bilden große, flache, rautenförmige Ätzgruben. Neu hinzukommende Spaltspuren bilden nach einer zweiten 10-minütigen Ätzung feine dunkle Kanäle, die sich deutlich von den Ätzgruben unterscheiden.

Im nächsten Abschnitt werden die Meßergebnisse der einzelnen Proben dargestellt und die sich daraus ergebenden Grenzkonzentrationen für überschwere Elemente angegeben.

5. Untersuchungsergebnisse und Diskussion

Bei einer Meßzeit von mehr als zwei Jahren wurde bisher keine Spontanspaltung nach der in II,2 gegebenen Definition beobachtet (Registrierung eines Spaltfragments in Oberflächensperrschichtzähler und Glimmerdetektor mit gleichzeitig nachgewiesener Neutronenemission). So ergab sich bei keiner der untersuchten Proben ein Hinweis auf die Existenz überschwerer Elemente.

Die einzelnen Meßdaten und die daraus ermittelten Grenzkonzentrationen bzw. Bildungsquerschnitte für SHE sind für den Mundrabilla-Meteorit in Tab. 2 und für die Xe-bestrahlten Uranfolien in Tab. 3 angegeben. Diesen Berechnungen wird üblicherweise, sofern keine positive Evidenz für SHE vorliegt, eine Spontanspaltung zugrunde gelegt. Für die bestrahlten Proben wurde eine Halbwertszeit für SHE von 100 Tagen angesetzt, in der Mundrabilla-Probe hingegen 10^9 Jahre.

Die ersten beiden Proben des Mundrabilla-Meteorits wurden nur elektronisch gemessen. Hier wurde infolge der Probenstärke eine Detektoransprechwahrscheinlichkeit für Spaltprodukte von 50 % angenommen. Bei allen übrigen Proben wurden für elektronische Messungen 75 %, bei ausgewerteten Glimmerfolien 100 % angesetzt. Für den Fall des Mundrabilla-Meteorits wird eine Grenzkonzentration von

$$(\text{Atome SHE}) / (\text{Atome Fe}) \ll 2,9 \times 10^{-16}$$

angegeben. Dabei wurde angenommen, daß alles gelöste Material aus 65 Vol. % Nickeleisen und 35 Vol. % aus Troilit bestand.

In Abb. 13 ist das mit dem 1000 mm^2 Oberflächensperrschichtzähler aufgenommene Spektrum aus der dritten Mundrabilla-Probe dargestellt. Hier sind allerdings einige Einzelereignisse zu sehen, deren Energie Spaltprodukten entspricht. Eine Messung der Neutronenmultiplizität wurde vom Gate & Delay-Generator jedoch bei keinem dieser Ereignisse gestartet. Die Bestätigung der

Tabelle 2: Meßdaten und Ergebnisse aus dem Mundrabilla-Meteorit

Probe	Gewicht	Flächengewicht	Detektorfläche	Meßzeit	Spontan- spaltungen	Atome SHE Atome Fe
I	155 mg	7,7 mg/cm ²	2 000 mm ²	41 d *	0	} $\leq 2,9 \times 10^{-16}$
II	48,7 mg	2,4 mg/cm ²	2 000 mm ²	91,5 d *	0	
III	13,2 mg	1,5 mg/cm ²	1 000 mm ²	231 d	0	

* Messung nur elektronisch

Tabelle 3: Meßdaten und Ergebnisse aus den Bestrahlungsexperimenten U + ¹³⁶Xe

Projektilenergie	Integraler Fluß	Detektorfläche	Meßzeit	Spontan- spaltungen	σ SHE ***
925 MeV	2 x 10 ¹⁴	335 mm ²	157 d	0	$\leq 5 \times 10^{-34}$ cm ²
1020 MeV	5 x 10 ¹⁴	335 mm ²	164 d *	≤ 1 **	$\leq 3 \times 10^{-34}$ cm ²
1100-1140 MeV	1,4 x 10 ¹⁵	1 000 mm ²	104 d *	0	$\leq 9 \times 10^{-35}$ cm ²

* Messung nicht beendet (Stand 31.5.77)

** Bestätigung durch Untersuchung der Glimmerfolie steht noch aus

*** Berechnung mit 100 d Halbwertszeit; Meßbeginn ca. 6-10 Stunden nach Bestrahlungsende

Den Berechnungen für SHE in den Tabellen 2 und 3 liegt eine Spaltenspaltung zugrunde.

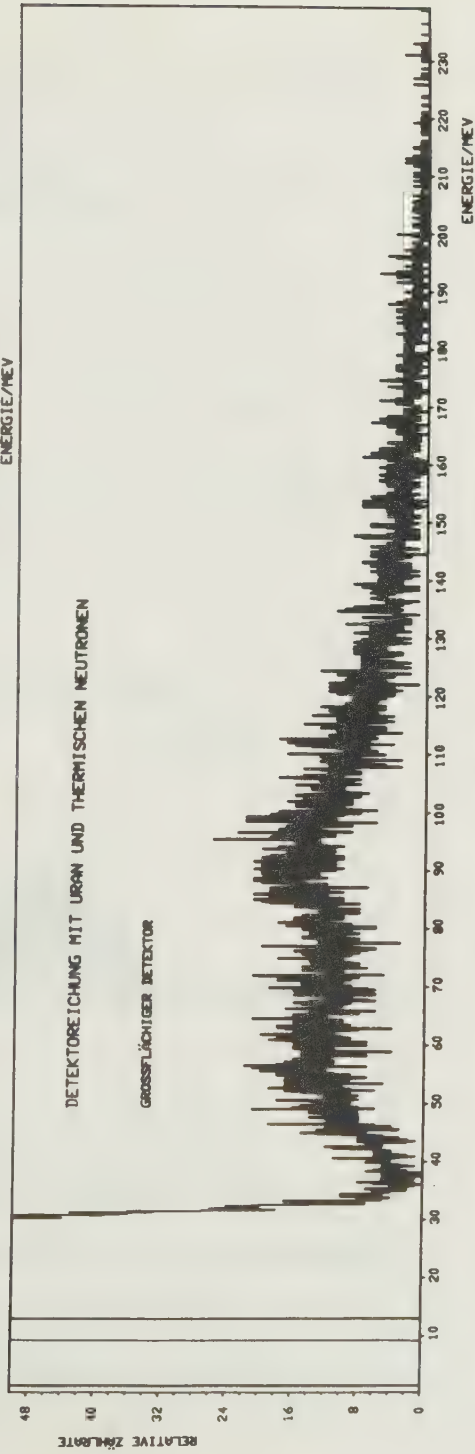
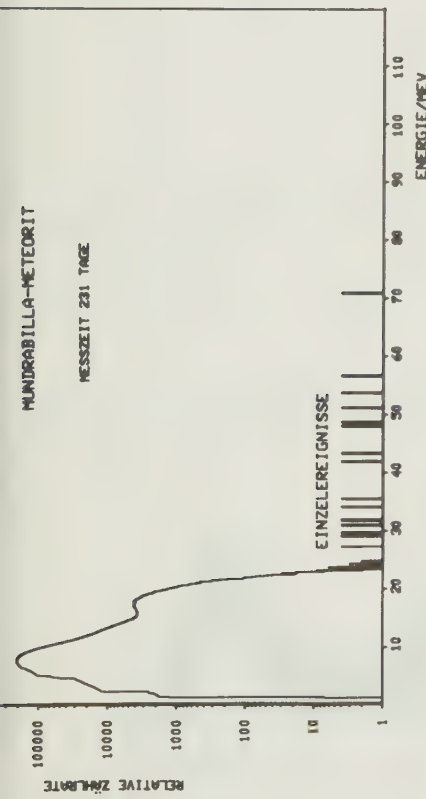


Abb. 13 Spektrum der Mundrabilla-Probe mit dem dazugehörigen Eichspektrum ($1\,000\text{ mm}^2$ - Detektor). Die Einzelereignisse werden als elektronischer Untergrund angesehen. Die schlechte Energieauflösung ist auf die Größe der Detektorfläche zurückzuführen.

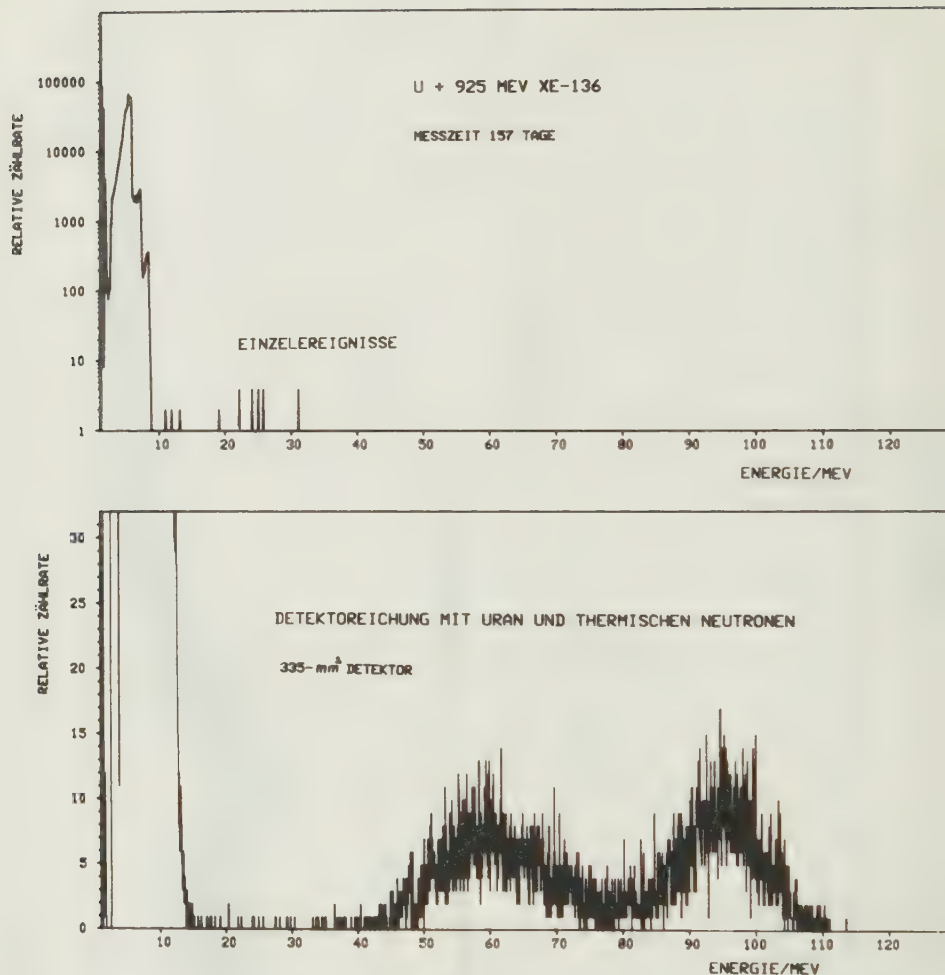


Abb. 14 Spektrum der SHE-Fraktion aus U + 925 MeV ^{136}Xe mit dazugehörigem Eichspektrum (335 mm²-Detektor)
Die Einzelereignisse werden nicht als Spontanspaltungen angesehen. - näheres im Text

Annahme, daß diese registrierten Einzelereignisse nicht in Spontanspaltungen ihre Ursache haben, wurde durch die Untersuchung der Glimmerfolie erbracht. Diese Folie wurde von einem Beobachter nach Spaltspuren abgesucht, ohne daß solche Spuren gefunden wurden. Desgleichen wurde auch die Glimmerfolie aus der ersten Xe-Bestrahlung nach Beendigung der Meßzeit (in 157 Tagen = 0 Spontanspaltungen) mit negativem Ergebnis auf Spaltspuren untersucht. Das mit dem Oberflächensperrschichtzähler aufgenommene Spektrum dieser Probe sowie das zu dem Detektor gehörende Eichspektrum sind in Abb. 14 dargestellt. Auch hier zeigen sich, wie auch beim Mundrabilla-Meteorit, einige Einzelereignisse im Bereich von Spaltprodukten, die aus den gleichen Gründen jedoch nicht als "echte" Spontanspaltungen angesehen werden. Bei der Aufnahme dieser Spektren wurde für die Vielkanalanalyse ein anderer Ausgang des Linearverstärkers benutzt als für den Gate & Delay-Generator, der die Neutronenmultiplizitätsmessung startet. Bei den noch andauernden Messungen der beiden Xe-bestrahlten Proben wird der gleiche Ausgang des Linearverstärkers sowohl für den Vielkanalanalysator als auch für den Gate & Delay-Generator benutzt.

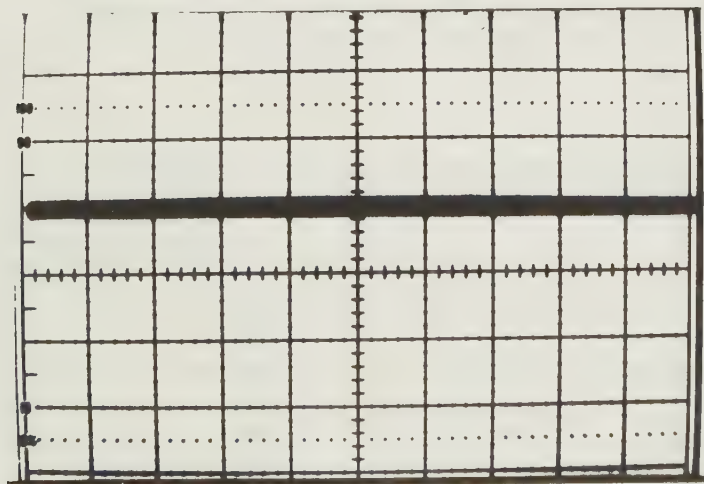


Abb. 15 Oszillographenphoto ohne sichtbaren Impuls bei der elektronischen Registrierung eines Neutrons (80 MeV-Teilchen im Oberflächensperrschichtzähler) - Einzelheiten siehe Text - (Experiment U + 1020 MeV ^{136}Xe)

Bei dieser Meßanordnung wurde in der zweiten Bestrahlungsprobe ein Ereignis von 80 MeV registriert und ein Neutron gemessen. Das dabei aufgenommene Oszillographenphoto (Abb. 15) zeigt allerdings keinen Impuls der Photomultiplier. Für dieses Ereignis wird von der Untersuchung der Glimmerfolie Aufschluß darüber erwartet, ob es sich um eine echte Spontanspaltung handelt.

Die bei den Bestrahlungsexperimenten gefundenen Grenzwerte (Tab. 3) für die Bildung von SHE liegen schon in der ersten Probe unter dem von Flerov¹⁸ angegebenen Wert von $\sigma_{(SHE)} \approx 10^{-33} \text{ cm}^2$. Der bei der letzten Messung ermittelte Wert ist sogar eine Größenordnung kleiner. In dieser Probe hätten bei dem von Flerov angegebenen Wirkungsquerschnitt etwa 11 Ereignisse registriert werden müssen. Diese Diskrepanz läßt sich nicht durch Statistik erklären.

Zum Abschluß ist in Tabelle 4 der Untergrundeffect gezeigt, den die einzelnen bestrahlten Proben verursachten. Durch die γ -Aktivität der Proben wird die Zahl der registrierten Impulse/35 μs erhöht. In der Tabelle sind die Effekte des ganzen bestrahlten Targets (ohne jede Abschirmung) sowie der SHE-Fraktion aufgeführt.

Tabelle 4:

Einfluß der bestrahlten Proben auf den Untergrund des NMZ

Probe	Integraler Fluß	Untergrund [Impulse/35 μs] ganzes Target SHE-Fraktion	
U + 925 MeV Xe	2×10^{14}	0,195	0,055
U + 1020 MeV Xe	5×10^{14}	0,175	0,038
U + 1100 - 1140 MeV Xe	$1,4 \times 10^{15}$	1,04	0,11
		(28 h später)	0,064
		(40 h später)	0,035

Der normale Nulleffect des NMZ beträgt $0,04 \pm 0,02$ Impulse/35 μs .

Diese Werte zeigen deutlich, daß Neutronenmultiplizitäten auch in intensiv bestrahlten Proben mit einem Flüssigszintillatortank unproblematisch gemessen werden können.

III. Untersuchung der Reaktion $U + 1080 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$

1. Einführung

Während der Meßzeit von mehr als einem Jahr für die verschiedenen Proben im Neutronenmultiplizitäten-zähler wurde die Reaktion von $1080 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$ -Ionen mit Uran untersucht. Dabei wurde Glimmer als Festkörperdetektor in einer modifizierten 2π -Geometrie verwendet³⁴. Festkörperspurdetektoren wie Glimmer werden erst seit etwa 15 Jahren eingesetzt, obgleich die Effekte, die einen solchen Einsatz ermöglichen, bereits wesentlich länger bekannt sind.

Schon vor mehr als einem Jahrhundert fanden Kristallographen bei Mineralien verschiedene Typen von Ätzfiguren. Außer den normalen Ätzgruben, deren Symmetrie mit der der Kristallfläche übereinstimmt, wurden anomale Ätzfiguren beobachtet, deren Symmetrie niedriger ist. Ende der fünfziger Jahre wurde bekannt, daß elektrisch geladene Partikel (z.B. Fragmente der Kernspaltung von ^{235}U) in Isolatoren Spuren hinterlassen, die unter dem Elektronenmikroskop beobachtet werden können^{35,36}.

Da die geladenen Teilchen entlang ihrer Bahn durch das Kristallgitter des Festkörpers einen Kanal gestörter Materie erzeugen, kann in diesem Kanal ein Angriff durch ein Ätzmittel sehr viel rascher erfolgen als im ungestörten Kristall.

So gelang es 1962 Price und Walker^{37,38} Kernspaltungsspuren durch Ätzung soweit zu vergrößern, daß sie auch im Lichtmikroskop sichtbar wurden. Dabei ist die Länge einer solcherart entwickelten Spur ungefähr gleich der Reichweite der Partikel in der betreffenden Substanz. Schließlich wurde nachgewiesen, daß Kernspaltungsspuren eine der Ursachen für die anomalen Ätzgruben sind³⁹.

Seit diesen Untersuchungen setzte man in vielen Bereichen verschiedene Festkörperdetektoren ein, z.B. Altersbestimmungen von Mineralien mit Apatiten⁴⁰ und anderen Proben⁴¹, zur Untersuchung der kosmischen Höhenstrahlung⁴²,

zur Bestimmung von Spurenelementen⁴³, zur Neutronenflußmessung⁴⁴ und besonders zum Studium von Kernreaktionen⁴⁵.

Durch den Bau neuer Teilchenbeschleuniger wurden der Wissenschaft weitere Arbeitsbereiche auf dem Gebiet der Schwerionenforschung zugänglich gemacht. So besteht besonderes Interesse für die Forschungsergebnisse, die in der letzten Zeit über tiefinelastische Prozesse erbracht worden sind.

In diesem Teil der Arbeit wird gezeigt, welche Aussagen über Reaktionsmechanismen im System $U + 1080\text{MeV } ^{136}\text{Xe}$ mit einem Glimmerexperiment möglich sind.

2. Experimentelles

Verwendet man Glimmer als Detektor bei der Untersuchung von Kernreaktionen, so gibt es hauptsächlich zwei Techniken, die sich in der Art der Spurregistrierung unterscheiden. In der 2π -Technik befindet sich das Target auf der Detektoroberfläche, so daß nur die Teilchen registriert werden können, die in den Detektor eintreten. Bei der 4π -Technik ist das Target auf allen Seiten von Detektormaterial umgeben, so z.B. bei der Sandwich-Methode (Target zwischen zwei Glimmerschichten) oder bei der 4π -Lochtechnik (Target in feinen Löchern im Glimmer). Die Sandwich-Methode ist dann anwendbar, wenn das Projektil ohne großen Energieverlust die obere Glimmerschicht durchdringen kann und selbst unter der Registrierschwelle des Detektors liegt⁴⁶. Diese Voraussetzungen sind jedoch bei schweren Ionen nicht gegeben. Die 4π -Lochtechnik hat sich zum Beispiel für die Untersuchung der Reaktion von 414 MeV Ar mit Uran bewährt⁴⁷, erweist sich jedoch für noch schwerere Projektile bislang als ungeeignet. Deshalb wurde beispielsweise die Reaktion von 540 MeV Fe mit Uran in der 2π -Technik untersucht⁴⁸. Da die ursprünglich ebenfalls registrierten Eisenionen vor dem Ätzen der Spaltspuren ausgeheilt werden, ist es möglich, mit einem relativ hohen Fluß an Primärionen zu bestrahlen ($10^{10} - 10^{11}$ Teilchen / cm^2). Eine solche Ausheilung ist auch für Cu-Ionen möglich. Geht man jedoch zu den noch schwereren Kr-Ionen über, so zeigt sich, daß ihre Spuren nur unter solchen Bedingungen anihiliert werden können, daß gleichzeitig alle Spaltproduktspuren verschwinden. So wurde für Kr und schwerere Projektile eine modifizierte 2π -Technik entwickelt, die in Ref.34 ausführlich beschrieben ist. Hier soll sie zur Untersuchung angewandt werden.

Für die vorliegende Arbeit wurden zwölf Glimmerfolien mit unterschiedlichen Mengen von UF_4 im Bereich von 0,2 - 1,2 mg U/ cm^2 bedampft. Die Uranmenge wurde anschließend durch Wägung bestimmt. Diese Folien wurden am SUPERHILAC in Berkeley mit 1080 MeV ^{136}Xe -Ionen bestrahlt. Ein Teil der Folien erwies sich infolge von

zu hohem oder zu niedrigem Xe-Fluß zur Untersuchung als ungeeignet. Insgesamt wurden fünf Folien quantitativ ausgewertet.

Bei zwei der fünf Glimmerfolien war die Glimmerschicht so dünn, daß die Xe-Ionen aus der Rückseite des Glimmers wieder austreten konnten. Dadurch ergab sich bei langen Spuren eine Verkürzung, so daß diese Folien nur bedingt zur Auswertung geeignet waren. Bei den später gezeigten Spurlängenverteilungen sind die Ergebnisse aus diesen Folien gesondert dargestellt.

Eine andere der fünf Folien wurde im Geradeausstrahl des Beschleunigers bestrahlt, während das Experiment mit den übrigen Folien in einer Winkelstreuammer durchgeführt wurde. Bei dieser einen Probe wurden viele Ereignisse mit zwei sehr kurzen Spuren beobachtet. Es wird angenommen, daß diese Spuren durch Reaktionen von leichten Ionen wie Ne oder O mit dem Target entstanden sind, wobei diese Teilchen selbst unter der Registrierschwelle von Glimmer liegen. Ferner wird angenommen, daß durch diese leichten Projektile keine Dreispurereignisse erzeugt werden. Wie in Ref.45 gezeigt, treten Dreispurereignisse erst bei Ar oder schwereren Ionen auf.

Alle Zweispurereignisse dieser einen Probe, deren beide Spuren länger als 30 μm sind, werden als Kernreaktionen im System $\text{U} + 1080\text{MeV Xe}$ angesehen. Infolge dieser etwas willkürlichen Festsetzung sind die Daten aus dieser Folie mit einer gewissen Skepsis zu betrachten.

Zur Untersuchung präpariert man die Glimmerfolien wie folgt. Zunächst wird das UF_4 mit HNO_3 abgelöst und anschließend 8 min. lang in 48 %iger Flußsäure bei Zimmertemperatur geätzt. Danach werden die Glimmerfolien mit dem Lichtmikroskop (ORTHOPLAN, Leitz, Wetzlar) im Hellfeld-Durchlichtverfahren nach Spuren abgesucht.

Bei der Modifikation der üblichen 2π -Technik für schwere Ionen wird auf das Ausheilen verzichtet. Deshalb werden die einfallenden Primärteilchen ebenso registriert wie solche Reaktionsprodukte, deren Massen sich oberhalb der Registrierschwelle von Glimmer befinden ($A > 30$) und die sich im Laborsystem nach vorne bewegen. Unter dem Mikroskop

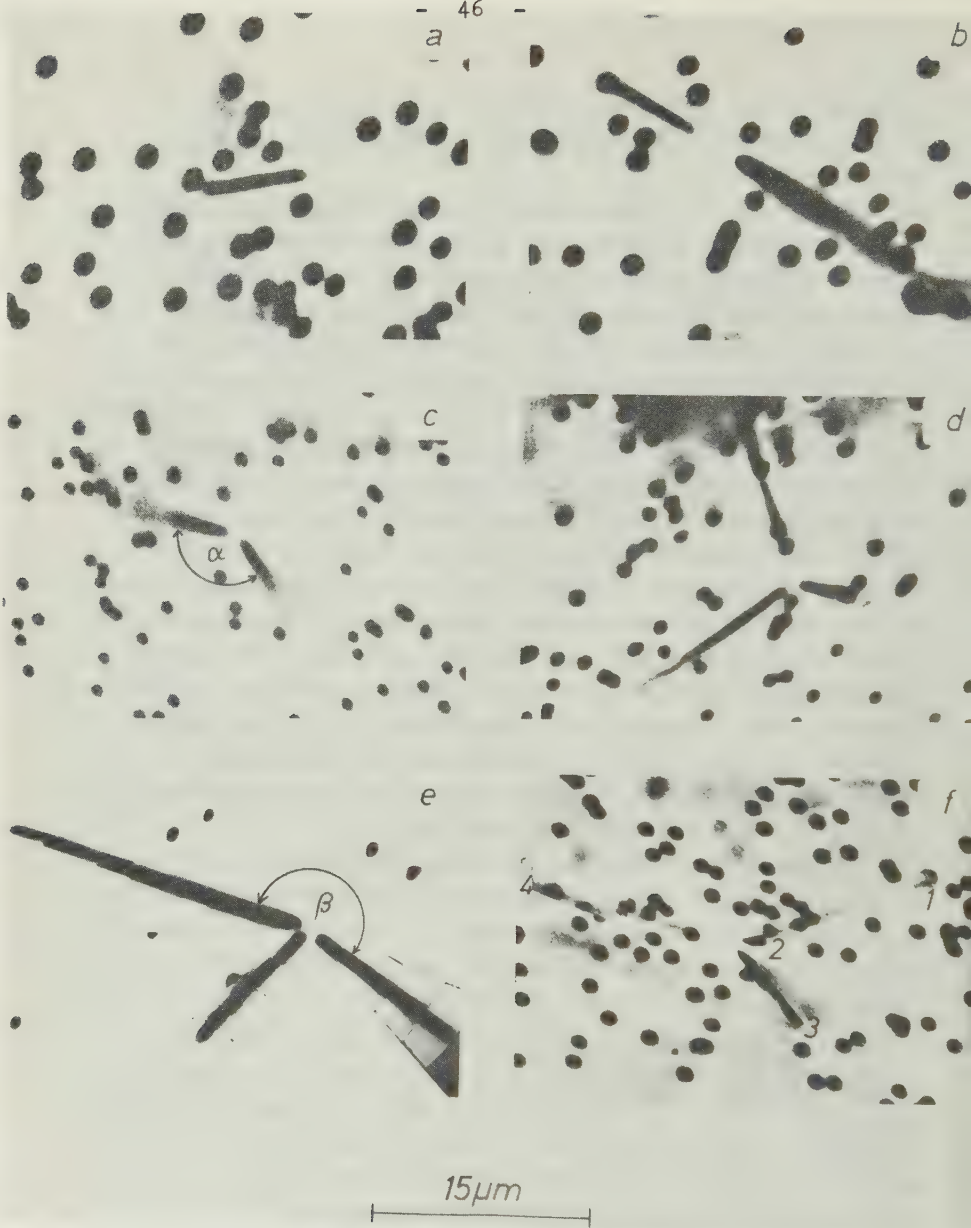


Abb. 16 Mikrophotos von beobachteten Ereignissen in der
 Reaktion $\text{U} + 1080 \text{ MeV Xe}$ - Erläuterung im Text -

- a) Einspurereignis
- b) Zweispurereignis
- c) Dreispurereignis indirekt
- d) Dreispurereignis direkt
- e) Vierspurereignis indirekt
- f) Vierspurereignis direkt

erscheinen die senkrecht eingetretenen Xe-Ionen als Punkte, neben denen die Spuren von Kernreaktionen als Ereignisse mit einer, zwei, drei oder vier Spuren sichtbar sind (Abb. 16). Ist der Xe-Fluß bei der Bestrahlung zu hoch, so liegen die Punkte zu dicht beieinander, als daß Spaltproduktspuren noch exakt beobachtet werden können. Deshalb muß bei dieser Methode mit relativ niedrigem Fluß bestrahlt werden (10^6 - 10^7 Teilchen/cm²). Der Teilchenfluß selbst ist durch Auszählen der Xe-Einschußlöcher beliebig genau meßbar (siehe Anhang Flußmessung).

Eine Konsequenz dieser Untersuchungsmethode besteht darin, daß neben Kernreaktionen auch solche Prozesse registriert werden, bei denen das einfallende Xe-Ion an einem Urankern elastisch gestreut wird. Beide Atomkerne dringen in den Glimmer ein und erzeugen so ein Ereignis mit zwei Spuren. Die Ereignisse, die durch solche Rutherford-Streuung entstanden sind, lassen sich aufgrund ihrer geometrischen Eigenschaften von Kernwechselwirkungsspuren unterscheiden. Hierauf wird in Kapitel III,3 näher eingegangen.

Zur Ermittlung der geometrischen Eigenschaften werden von allen gefundenen Ereignissen die auf die Glimmeroberfläche projizierten Spurlängen l' und die Winkel α zwischen diesen Projektionen sowie die Eindringtiefen t der Spuren gemessen. Die Messung der Spurlängen und Winkel erfolgt indirekt: das Ereignis wird mit einer Zeicheneinrichtung auf Papier übertragen und anschließend l' und α auf dem Papier gemessen. Die Meßgenauigkeit dieser Methode ist von der gleichen Größenordnung wie eine Direktmessung am Mikroskop mit Schraubenmikrometer und Goniometerokular⁴⁹. Die Eindringtiefe der Spuren wird direkt mit einem Meßtaster (HEIDENHAIN) durch die Höhenverstellung des Mikroskoptisches gemessen. Aus diesen Daten lassen sich dann die wahre Spurlänge l , der Winkel zwischen Spur und Strahlrichtung θ und der Winkel im Raum zwischen den Spuren berechnen (Abb.17).

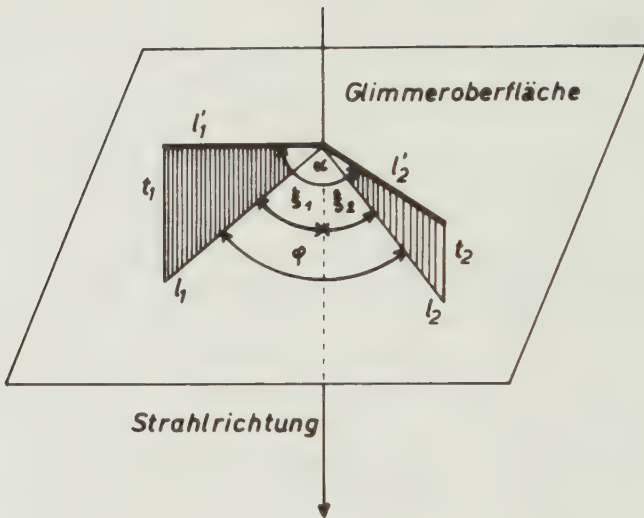


Abb. 17 Skizze zur Berechnung der geometrischen Eigenschaften von Mehrspurereignissen.

Bei der Auswertung der einzelnen Glimmerfolien werden die aufgefundenen Ereignisse dahingehend unterschieden, ob zwei, drei oder mehr Spuren beobachtet werden. Ereignisse mit nur einer Spur werden nicht berücksichtigt.

Für eine weitere Einteilung ist der auf die Glimmeroberfläche projizierte Winkel α zwischen zwei Spuren von Bedeutung (siehe auch Abb. 16c).

Sind die beiden Spuren eines Zweispurereignisses nicht kollinear, so ist aus Impulserhaltungsgründen ein dritter Reaktionspartner notwendig. Kleine Abweichungen des Winkels α von 180° können durch Teilchen erklärt werden, die unter der Registrierschwelle von Glimmer liegen, größere Abweichungen hingegen erfordern Reaktionspartner oberhalb der Registrierschwelle. Ein solcher Reaktionspartner kann sich im Laborsystem nach hinten bewegen und wird vom Glimmer nicht registriert, weil nur Teilchen mit einem Vorwärtsimpuls Spuren erzeugen können. Bei der Verwendung einer 4π -Geometrie würden diese Ereignisse drei Spuren

aufweisen und werden daher als indirekte Dreispurereignisse bezeichnet.

In Analogie dazu werden Dreispurereignisse, bei denen der größte projizierte Winkel zwischen zwei benachbarten Spuren (β) größer als 180° ist, durch eine Reaktion mit vier Teilchen im Ausgangskanal erklärt und indirekte Vierspurereignisse genannt. - siehe Abb. 16d -

In den nächsten Abschnitten wird eine Zuordnung der gefundenen Ereignisse nach den verschiedenen Entstehungsarten vorgenommen.

Zum Abschluß sei eine Übersicht der gefundenen Ereignisse in Tabellenform gegeben (Tab. 5).

Tabelle 5:

Übersicht der gefundenen Ereignisse U + 1080 MeV Xe

	I	II	III	IV	V
Spuren (Gesamtzahl)	62	255	217	109	156
davon: Rutherford-Streuung	44	192	134	69	49
Kernreaktionen	18	63	83	40	107
davon: Zweispurereignisse ($\alpha > 165^\circ$)	5	22	33	5	46
Dreispurereignisse (indirekt, $\alpha < 165^\circ$)	7	27	29	25	33
Dreispurereignisse (direkt) = T_{obs}	6	14	21	9	25
Vierspurereignisse (indirekt)	0	0	0	1	2
Vierspurereignisse (direkt)	0	0	0	0	1
Fläche [cm^2]	1,058	1,246	1,570	1,401	2,837
Fluß [$10^6/\text{cm}^2$]	5,21	7,60	13,8	5,87	7,26
Targetdicke [$\mu\text{g U}/\text{cm}^2$]	378	699	473	775	662

Die Proben III und IV wiesen Spurlängenverkürzungen infolge unzureichender Glimmerstärke auf.

Die Probe V wurde im Geradeausstrahl bestrahlt. Es wird vermutet, daß auch leichtere Ionen als Xe im Strahl enthalten waren.

3. Rutherford-Streuung

Die Rutherford-Streuung (auch Coulomb-Streuung oder elastische Streuung genannt) läßt sich durch folgende Kinematik beschreiben ⁵⁰:

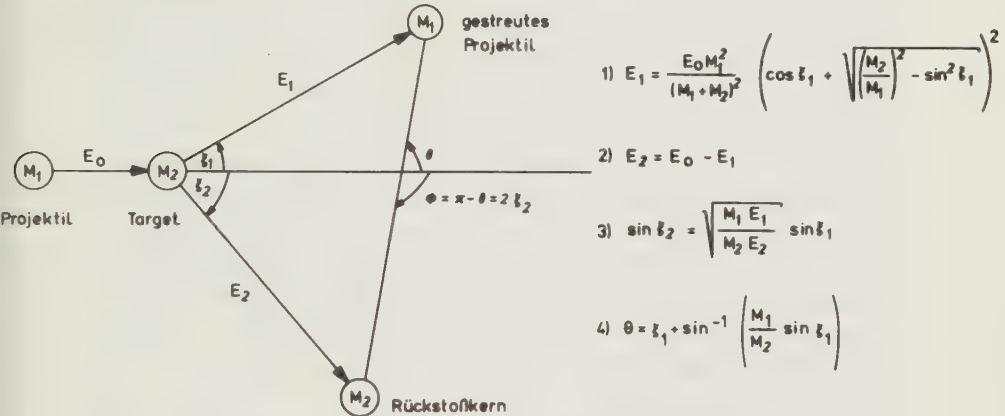


Abb. 18 Kinematik der Rutherford-Streuung (Ref. 50)

Hierbei gilt:

- 1) Das Projektil, der Rückstoßkern und das gestreute Teilchen liegen in einer Ebene.
- 2) Bei gegebener Anfangsenergie E₀ legt ein bekannter Streuwinkel ξ₁ den Streuwinkel des Rückstoßkerns ξ₂ sowie die Energie des gestreuten Teilchens E₁ und die des Rückstoßkerns E₂ eindeutig fest.

Außerdem ist die Reichweite schwerer Ionen (=Spurlänge) immer eine eindeutige Funktion der Energie. Da in der modifizierten 2 π - Technik nicht ausgeheilt wird, werden die Spuren in ihrer vollen Länge geätzt. So kann man unter Verwendung von Energie-Reichweite-Tabellen für bekannte Teilchen die Energien in Spurlängen umrechnen.

In den Energie-Reichweite-Tabellen von Northcliffe-Schilling ⁵¹ (mit einem Fehler von 10 - 20 %) ist Glimmer als ein natürliches Mineral mit schwankender Zusammensetzung nicht aufgeführt. Da es jedoch bislang keine ausreichenden Werte

oder experimentelle Daten speziell für sehr schwere Ionen gibt, werden im folgenden die Tabellen von Northcliffe-Schilling für Glimmer interpoliert. Dazu wird angenommen, daß der verwendete Glimmer zur Muskovit-Familie gehört (helle Glimmer). Diese sind Kalium-Aluminium-Doppelsilikate der Zusammensetzung $\text{KAl}_2(\text{OH},\text{F})_2 \text{AlSi}_3\text{O}_{10}$. Zur Interpolation wird (weil nicht tabelliert) eine fluorfreie Verbindung angenommen und K durch Ar, Si durch Al ersetzt. So erhält man folgende Summenformel: $\text{ArAl}_2(\text{OH})_2(\text{Al}_4\text{O}_{10}) = \text{ArAl}_6\text{H}_2\text{O}_{12}$. Hierzu sind alle Komponenten in den Tabellen aufgeführt. Die Reichweiten in den einzelnen Komponenten werden gemäß den Indices multipliziert und aufsummiert, anschließend wird durch die Zahl der Atome dieser "Verbindung" (21) dividiert. So erhält man die Reichweite schwerer Ionen im Glimmer, angegeben in mg/cm^2 . Um die Reichweite in Längeneinheiten zu ermitteln, wird durch das spezifische Gewicht dividiert ($2,9 \text{ g}/\text{cm}^3$).

Diese Interpolationen wurden für ^{136}Xe und ^{238}U bei 25 verschiedenen Energien zwischen 0,1 und 10 MeV/Nucleon durchgeführt. Anschließend wurde den erhaltenen Werten jeweils eine Exponentialfunktion angepaßt, die den folgenden Berechnungen für Rutherford-Streuung zu Grunde liegt. In Abb. 19 sind die Interpolationswerte, die angepaßten Funktionen und drei experimentelle Werte gezeigt. Die Exponentialfunktion wurde von mir nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate entwickelt.

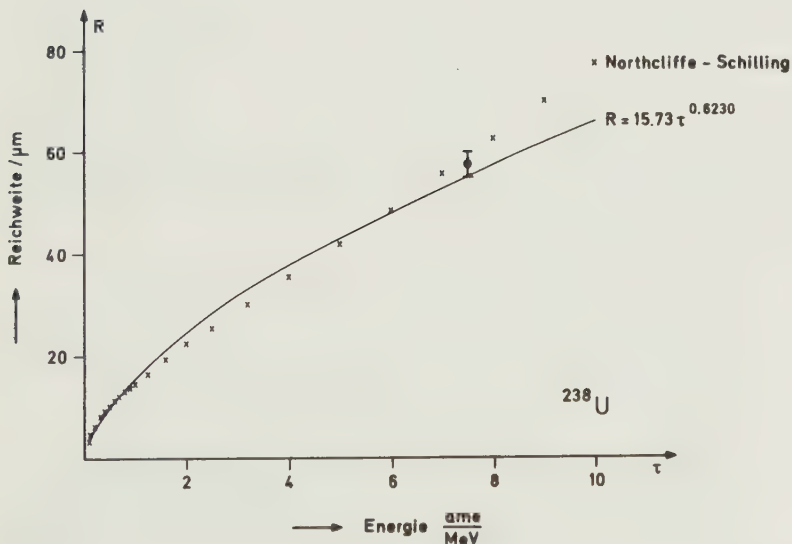
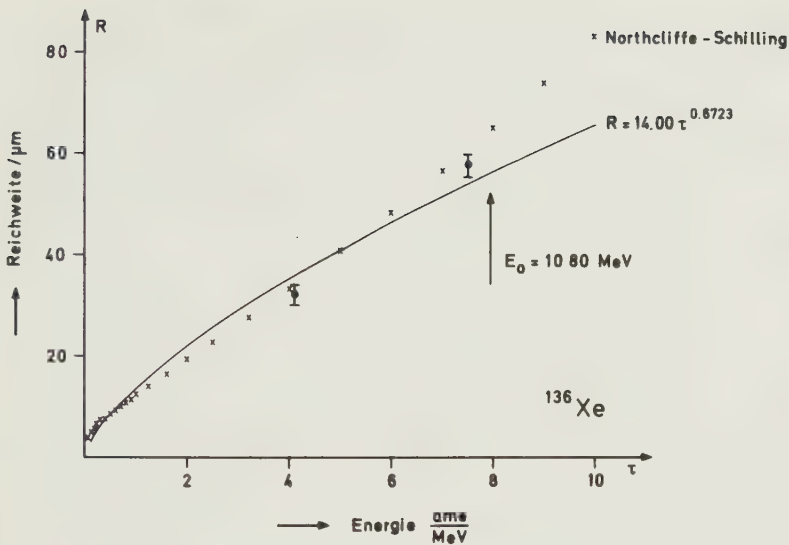


Abb. 19 Energie-Reichweite-Beziehung für ^{136}Xe und ^{238}U . Den Interpolationswerten nach Northcliffe-Schilling ist eine Exponentialfunktion angepaßt, die den weiteren Berechnungen zugrunde liegt. Außerdem sind insgesamt drei in dieser Arbeit experimentell bestimmte Werte gezeigt.

Für die experimentellen Daten wurden Glimmerfolien bei der GSI (Darmstadt) unter 60° und 45° mit den entsprechenden Ionen bestrahlt, anschließend geätzt (8 min., 48 % HF, Zimmertemperatur) und die Spurlängen gemessen. Es zeigt sich eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den berechneten Werten, so daß diese Energie-Reichweite-Beziehung zur genaueren Untersuchung der Streuung von Xenon an Uran zu verwenden ist.

Bei der Auswertung der bestrahlten Folien unter dem Mikroskop beobachtet man sehr häufig Zweispurereignisse mit einer langen und einer kurzen Spur. Die kurze Spur ist überdies meist flach, während die lange unter großem Winkel in den Glimmer eindringt. Es wird angenommen, daß von den beobachteten Spuren (insgesamt 800) nur solche durch Rutherford-Streuung entstanden sind, die der vorgenannten Kinematik gehorchen³⁴.

Für einen beobachteten Winkel ξ , zwischen der langen Spur (Xe) und der Strahlrichtung werden gemäß den angegebenen Formeln und der Energie-Reichweite-Beziehung die Reichweiten für den Rückstoßkern und das gestreute Projektil errechnet. Infolge der Meßfehler ergibt sich jedoch keine absolute Übereinstimmung zwischen theoretisch und experimentell ermittelten Daten. Dabei werden folgende Fehlergrenzen gesetzt:

- 1) Der in die Normalebene des Strahls projizierte Winkel α zwischen zwei Spuren (d.h. der an der Glimmeroberfläche direkt zu beobachtende Winkel zwischen zwei Spuren) muß größer oder gleich 167° sein.
- 2) Die gefundenen Spurlängen müssen für das gestreute Xe-Ion auf $\pm 12,5 \%$ und für den U-Rückstoßkern auf $\pm 4 \mu\text{m}$ mit den berechneten Spurlängen übereinstimmen.

Diese Kriterien spiegeln den experimentellen Befund wieder: bei den kurzen flachen U-Spuren ist die Eindringtiefe (häufig $1 - 3 \mu\text{m}$) von der gleichen Größenordnung wie der Meßfehler ($\pm 1 \mu\text{m}$), so daß Winkel- und Längenberechnungen bei diesen Spuren mit relativ großem

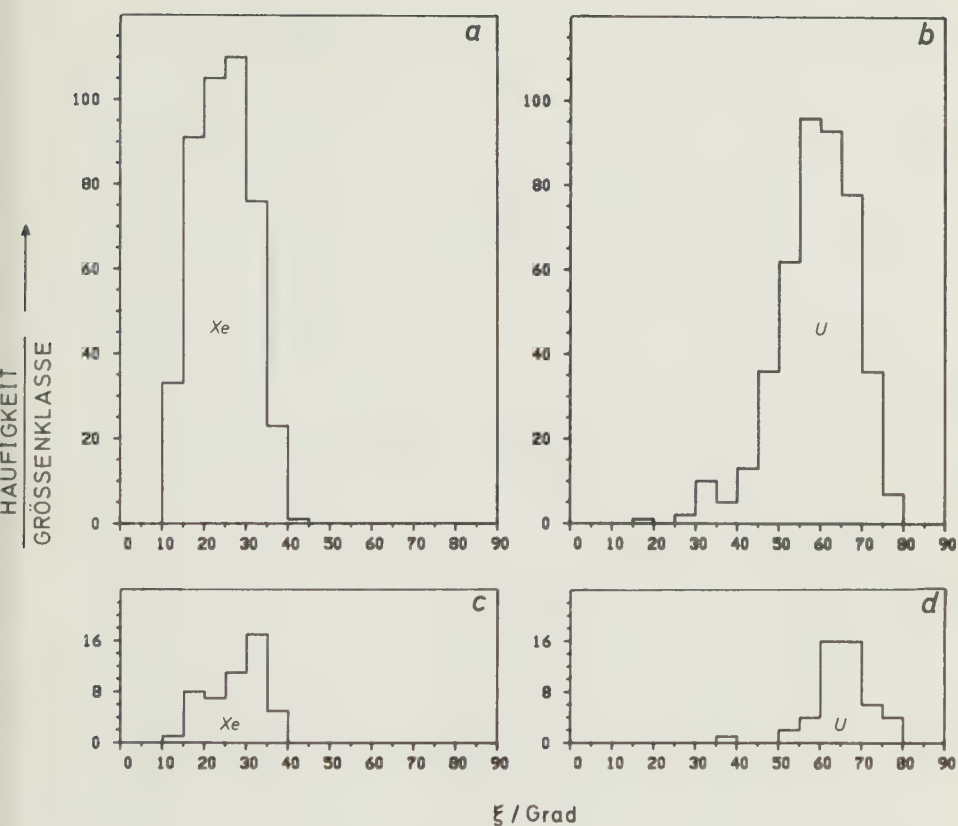


Abb. 20 Verteilungen der Winkel zwischen Spur und Strahlrichtung (ξ) für die der Rutherford-Streuung zugeordneten Ereignisse. - (a,b) Die Probe aus dem Geradeausstrahl ist gesondert aufgeführt. - (c,d)

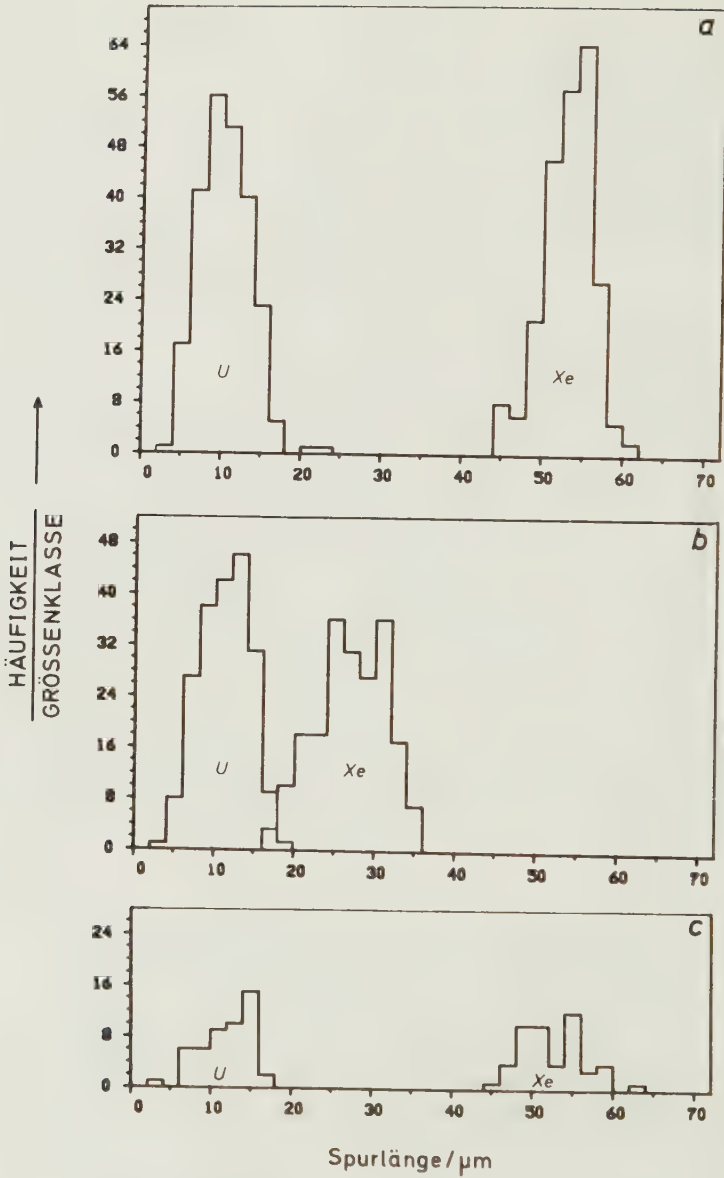


Abb. 21 Verteilungen der beobachteten Spurlängen bei Rutherford-Streuung. (a) Die Proben mit unzureichender Glimmerstärke (b) sowie die Probe aus dem Geradeausstrahl (c) sind gesondert dargestellt.

Fehler behaftet sind, während bei den Xe-Spuren der Fehler in der Energie-Reichweite-Beziehung von Bedeutung ist. Der niederenergetische U-Rückstoßkern kann überdies Winkeländerungen durch Sekundäreffekte in der Targetschicht erfahren.

In den Abb. 20 und 21 sind die Verteilungen der Winkel θ und der Spurlängen l für alle Zweispurereignisse angegeben, die nach diesen Bedingungen der Rutherford-Streuung zuzuordnen sind. (Bei den Proben mit unzureichender Glimmerstärke konnte bei den Xe-Ionen die volle Spurlänge nicht erreicht werden.)

Bei der Rutherford-Streuung ist die Zahl der gestreuten Teilchen durch den differentiellen Wirkungsquerschnitt gegeben ⁵⁰:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,296 \left(\frac{Z_1 Z_2}{E} \right)^2 \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)^2 \frac{1}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} \text{ mb/sr} \quad (5)$$

Hierbei ist Z_1, Z_2 die Ladungszahl von Projektil und Targetkern, M_1 und M_2 die entsprechende Masse, E die Energie des Projektils im Laborsystem und θ der Streuwinkel im Schwerpunktsystem. Im Glimmerexperiment läßt sich jedoch ein Raumwinkelement $d\Omega$ nicht messen, sondern nur ein Winkelbereich zwischen Spur und Strahlrichtung $\Delta \theta$ (im Schwerpunktsystem). Das Raumwinkelement $d\Omega$ läßt sich jedoch auch durch $d\varphi$ (Azimutwinkel) und $d\theta$ (Streuwinkel) beschreiben:

$$d\Omega = \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \quad (6)$$

Alle Teilchen, die unter einem beliebigen Azimutwinkel φ in einen Streuwinkelbereich von θ_1 bis θ_2 fallen, werden durch Integration ermittelt:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma}{d\Omega} = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{d\sigma}{\sin \theta} \cdot \left(d\theta \int_0^{2\pi} d\varphi \right)^{-1} \quad (7)$$

So ergibt sich mit $\int_0^{2\pi} d\varphi = 2\pi$ für den winkelintegrierten differentiellen Wirkungsquerschnitt:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} d\sigma = 1,296 \left(\frac{Z_1 Z_2}{E} \right)^2 \left(\frac{M_1 + M_2}{M_2} \right)^2 2\pi \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\sin \theta}{\sin^4 \frac{\theta}{2}} d\theta \quad \frac{\text{mb}}{d\theta} \quad (8)$$

Nach einer Substitution $\theta = 2\varphi$ wird integriert:

$$\int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\sin 2\varphi}{\sin^4 \varphi} 2 d\varphi = 2 \int_{\theta_1}^{\theta_2} \frac{\cos \varphi}{\sin^3 \varphi} d\varphi = 2 \left. \frac{\cos^2 \varphi}{\sin^2 \varphi} \right|_{\theta_1}^{\theta_2} = 2 \cot^2 \frac{\theta}{2} \Big|_{\theta_1}^{\theta_2} \quad (9)$$

Mit diesem theoretischen Wirkungsquerschnitt für ein Winkelintervall $\Delta \theta$ werden die experimentell gefundenen Werte verglichen. Zum Vergleich werden die Winkelverteilungen für die gestreuten Xe-Ionen ins Schwerpunktsystem transformiert und Klassen zu je 2,5 Grad gebildet. In jeder Klasse wird der Wirkungsquerschnitt für die darin enthaltenen Ereignisse ermittelt. Die Wirkungsquerschnitte für gleiche Winkelklassen werden von allen Proben gewichtet ermittelt, wobei die Zahl der Ereignisse gleich dem Gewicht ist⁵². Der relative Fehler ergibt sich nach dem Gauß'schen Fehlerfortpflanzungsgesetz aus der Wurzel der Summe der relativen Fehlerquadrate für die Anzahl der Ereignisse, den Fluß und die Zahl der Targetatome. Die Fehler der beiden letzten Größen werden jeweils mit 10 % angenommen (siehe auch Flußmessung), während für die Zahl der Ereignisse der statistische Fehler (Wurzel aus der Anzahl) verwendet wird.

Für jedes Winkelintervall wird nun das Verhältnis $\sigma_{\text{exp}}/\sigma_{\text{Ruth}}$ von experimentell gefundenem und theoretisch berechnetem Wirkungsquerschnitt gebildet. Diese Werte sind in Abb. 22 dargestellt. Bei kleinen Winkeln θ findet man eine starke Abweichung vom erwarteten Kurvenverlauf. Dies ist in der experimentellen Methode begründet. Kleine Winkel θ im Schwerpunktsystem entsprechen kleinen Winkeln ξ im Laborsystem, d.h. relativ steile Spuren für das gestreute Xe-Ion und flache Spuren für den entsprechenden U-Rückstoßkern. Dieser Rückstoßkern kann so flach in den Glimmer eintreten, daß er nicht mehr registriert wird. Die verbleibende Einzelspur des gestreuten Xe-Ions ist dann kaum von einem Einschuß-

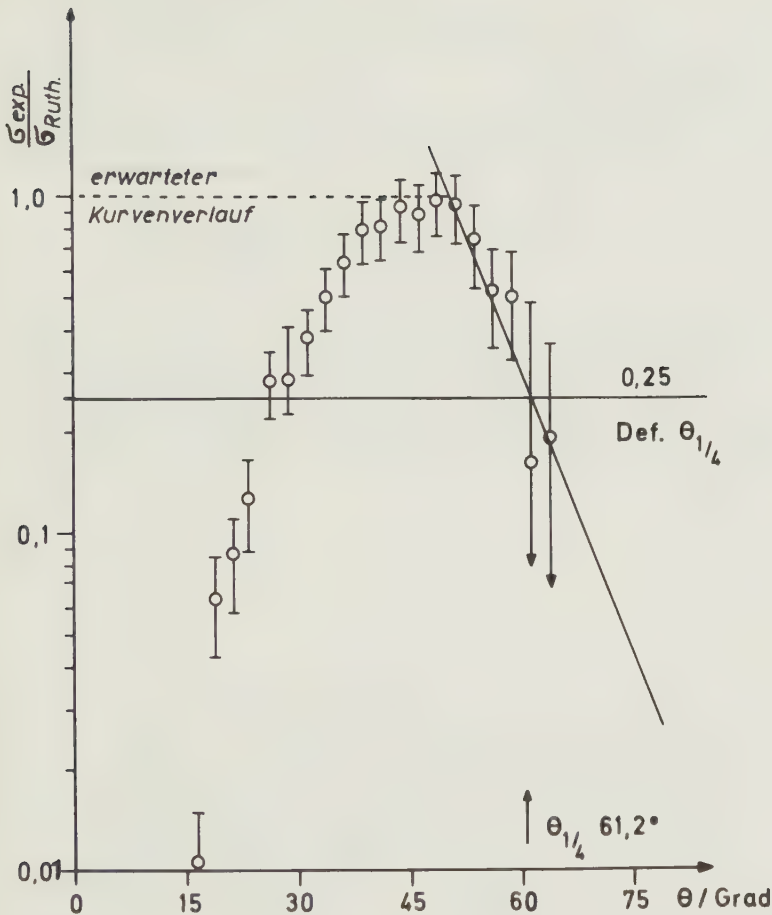


Abb. 22 Experimentelle Bestimmung des "quarter-point"-Winkels durch Vergleich von beobachteten mit theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitten im Schwerpunktsystem.

Durch die Meßwerte oberhalb von $47,5^\circ$ wurde eine Ausgleichsgerade gelegt. Die Abweichung der Meßwerte bei kleineren Winkeln ist durch die Methode bedingt. Weitere Erläuterungen im Text.

loch zu unterscheiden und wird daher nicht berücksichtigt.

Bei größeren Winkeln θ nimmt das Verhältnis zwischen gefundenem und theoretischem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{exp.}} / \sigma_{\text{Ruth.}}$ erwartungsgemäß ab.

Bei einem kleinen Stoßparameter kommt es bei Rutherford-Streuung zu einem großen Winkel θ , andererseits werden bei kleinem Stoßparameter auch Kernreaktionen möglich. So wird bei größeren Winkeln θ das Verhältnis zwischen experimentell beobachteten und theoretisch erwarteten Wirkungsquerschnitten stets abnehmen, weil in diesem Bereich konkurrierende Kernreaktionen immer stärker einsetzen. Der Winkel, bei dem das Verhältnis $\sigma_{\text{exp.}} / \sigma_{\text{Ruth.}}$ auf 1/4 abgesunken ist, wird als "quarter-point"-Winkel bezeichnet. Der experimentell ermittelte "quarter-point"-Winkel beträgt

$$\theta_{1/4} (\text{exp.}) = 61,2 \pm 5,3^\circ \quad \text{im Schwerpunktsystem} \quad \text{und}$$

$$\theta_{1/4} (\text{exp.}) = 39,8 \pm 3,6^\circ \quad \text{im Laborsystem.}$$

Nach einer Arbeit von Frahn⁵³ läßt sich der "quarter-point"-Winkel theoretisch berechnen. Vater⁵⁴ hat das System $U + 800\text{MeV Kr}$ mit Glimmer als Detektor untersucht und eine recht genaue Übereinstimmung des theoretischen mit dem experimentell bestimmten "quarter-point"-Winkel gefunden. Eine analoge Berechnung für das System $U + 1080\text{MeV Xe}$ ergibt mit dem Radiusparameter $r_0 = 1,386 \text{ fm}$ (interpoliert aus Ref.55) einen Wert von

$$\theta_{1/4} (\text{Th.}) = 59,33^\circ \quad (\text{Schwerpunktsystem}).$$

Somit ist auch hier eine Übereinstimmung zwischen theoretisch und experimentell ermitteltem "quarter-point"-Winkel gefunden worden.

Dieses Ergebnis zeigt, daß die Zuordnung der gefundenen Ereignisse zur Rutherford-Streuung richtig ist. Aus dem "quarter-point"-Winkel läßt sich das maximale Drehmoment mit

$$l_{\text{max}} = 470 \pm 46 \quad \text{errechnen}^{53}.$$

Nach Birkelund et al.⁵⁶ kann man hieraus den theoretischen Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen ermitteln. Bei dieser Methode ist ein Fehler von höchstens 20 % zu erwarten. Deshalb ergibt sich für das System $U + 1080\text{MeV Xe}$ aus dem "quarter-point"-Winkel (mit seinem Fehler) ein theoretischer Wirkungsquerschnitt für Kernreaktionen von

$$\sigma_{r,Th} = 2,4 \pm 0,5 \text{ b.}$$

Im nächsten Abschnitt werden die verbleibenden Zwei- und Mehrspurereignisse untersucht. Sie werden alle als Kernreaktionen im System $U + 1080\text{MeV Xe}$ angesehen. Der sich aus der Anzahl dieser Ereignisse ergebende experimentelle Wirkungsquerschnitt wird in Kapitel III,5 mit dem vorgenannten theoretischen Wirkungsquerschnitt verglichen.

4. Kernreaktionen

a) Reaktionen mit zwei Teilchen im Ausgangskanal

Von besonderem Interesse ist die Frage, ob in dem System $U + 1080 \text{ MeV Xe}$ Kernfusionen mit anschließender binärer Spaltung zu beobachten sind. Bei einer stark asymmetrischen Spaltung eines Verbundkerns könnte das Gebiet der überschweren Elemente erreicht werden.

Eine weitere mögliche Reaktion ist die "Quasi-Spaltung" (s. Einleitung). Wenn das dabei entstehende schwere Teilchen seine Anregungsenergie durch Verdampfung von Neutronen verliert und nicht spaltet, so sind ebenfalls nur zwei Reaktionsprodukte ($A > 30$) zu beobachten. Die verbliebenen Zweispurereignisse mit $\alpha > 165^\circ$ werden Kernreaktionen des Systems $U + \text{Xe}$ zugeordnet.

Zur Untersuchung dieser Ereignisse wird, wie im System $U + 800 \text{ MeV Kr}$, folgendes Modell hinzugezogen⁵⁴:

Ein 1080 MeV Xe -Ion trifft auf einen ruhenden U -Kern, wobei eine beliebige Reaktion mit einer gewissen Wärmetönung stattfindet und nur zwei Teilchen emittiert werden. Die Teilchen geben ihre Anregungsenergie nur in Form von γ -Quanten ab, während Verdampfung von Neutronen und leichten Teilchen nicht berücksichtigt wird. Die Wärmetönung Q der Reaktion ist die Differenz der totalen kinetischen Energie der Reaktionsprodukte (c.m.) und der totalen kinetischen Energie von Projektil und Targetkern (c.m.).

Für das System $U + \text{Xe}$ wurde aus Ref. 57 eine totale kinetische Energie der binären Kernspaltung von 370 MeV (c.m.) extrapoliert. Bei einer Einschußenergie von 1080 MeV ergibt sich hieraus ein Q -Wert von -320 MeV . Mit diesem und vier weiteren Q -Werten (-280 ; -300 ; -340 ; -360 MeV) wurde eine Zweikörperkinematik für $U + \text{Xe}$ aufgestellt.

Aus den hierfür gültigen Formeln⁵⁰ wurden für sieben verschiedene Massenverhältnisse v die kinetischen Energien des leichten und des schweren Reaktionsprodukts und der Winkel ξ_2 als Funktion des Winkels ξ_1 berechnet. ξ_1 ist der Winkel zur Strahlrichtung, unter dem das leichte Teilchen

im Laborsystem beobachtet wird.

Die resultierenden Reichweiten in Glimmer wurden wie schon für ^{136}Xe und ^{238}U anhand der Daten von Northcliffe und Schilling interpoliert. Die nachstehende Tabelle zeigt die Massenverhältnisse und die zur Interpolation verwandten Nuklide:

Tabelle 6: Verwendete Nuklide zur Berechnung von Energie-Reichweite-Funktionen

Massenverhältnis v	zur Interpolation verwandte Nuklide	
0,5	$^{125}_{50}\text{Sn}$	$^{249}_{96}\text{Cm}$
0,571	$^{136}_{54}\text{Xe}$	$^{238}_{92}\text{U}$
0,6	$^{140}_{56}\text{Ba}$	$^{234}_{90}\text{Th}$
0,7	$^{154}_{61}\text{Pm}$	$^{220}_{85}\text{At}$
0,8	$^{166}_{65}\text{Tb}$	$^{208}_{81}\text{Tl}$
0,9	$^{177}_{69}\text{Tm}$	$^{197}_{77}\text{Ir}$
1,0	$^{187}_{73}\text{Ta}$	$^{187}_{73}\text{Ta}$

Die einzelnen Energie-Reichweite-Funktionen unterscheiden sich nur wenig voneinander, sofern die Energie in MeV/u angegeben wurde. Deshalb ist der Fehler der Energie-Reichweite-Beziehung von größerer Bedeutung als der Unterschied der einzelnen Nuklide.

Zum Vergleich der errechneten Werte mit den experimentell ermittelten werden nur die Proben mit ausreichender Stärke der Glimmerschicht berücksichtigt. Für den bei einem Zweispurereignis beobachteten Winkel ξ_1 werden die beiden gefundenen Spurlängen und der Winkel ξ_2 mit den Berechnungen

für den gleichen Winkel ξ_1 in allen 35 Systemen verglichen (7 Verhältnisse v mit je 5 Q-Werten). Von den 73 untersuchten Zweispurereignissen zeigten insgesamt nur 5 eine Übereinstimmung der gefundenen Daten mit der Modellrechnung (sowohl für die beiden Spurlängen als auch den Winkel ξ_2). Bei den übrigen 68 Ereignissen war die Abweichung mindestens einer der drei Meßgrößen größer als 15 % für ξ_2 bzw. größer als 10 % für l_1 und l_2 . Die fünf Zweispurereignisse sind in Tabelle 7 aufgeführt und in Abb. 23 skizziert.

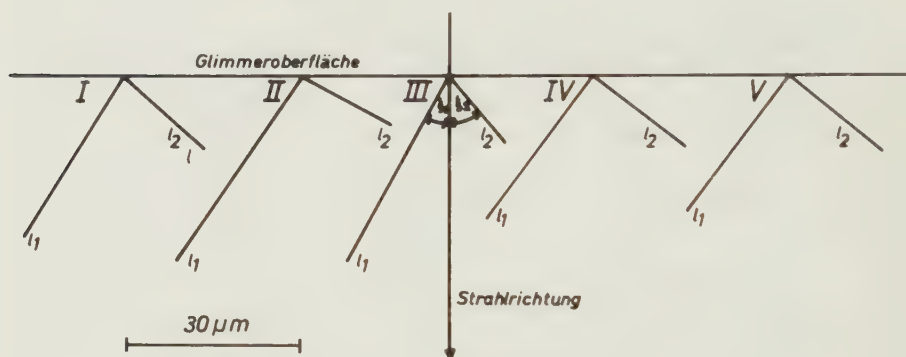


Abb. 23 Skizze der fünf einer binären Reaktion zugeordneten Zweispurereignisse. Die Winkel entsprechen den Meßwerten.

Die Zuordnung eines Ereignisses in eins der 35 Systeme erfolgt mit einem Fehler von ± 40 MeV für den Q-Wert und $\pm 0,1$ für v . Aus den gefundenen fünf Ereignissen ergibt sich ein gewichteter Mittelwert des Wirkungsquerschnitts für Reaktionen mit nur zwei Teilchen im Ausgangskanal von

$$\sigma_{2F} > 110 \pm 50 \text{ mb.}$$

Bedingt durch die Unsicherheit in der Zuordnung ($\pm \approx 12$ u) bei diesen Ereignissen ist jedoch nicht festzustellen, ob sie durch "Quasi-Spaltung" oder Fusion und Spaltung entstanden sind.

Ein Vergleich mit radiochemischen Experimenten wird in Abschnitt III,5 gezogen.

Tabelle 7: Vergleich der experimentellen mit den berechneten Daten von fünf einer binären Reaktion zugeordneten Ereignissen - s. Abb. 23, Tab. 6 -

		ξ_1 /Grad	ξ_2 /Grad	$\ell_1/\mu\text{m}$	$\ell_2/\mu\text{m}$
gefunden	I	32,0	48,2	28,4	16,6
berechnet (Q = -360 MeV, v = 1,0)	vorgegeben		52,4	28,0	16,7
Abweichung (%)		----	8,0	1,4	0,6
gefunden	II	34,3	61,4	34,4	15,4
berechnet (Q = -280 MeV, v = 0,8)	vorgegeben		53,7	33,1	15,9
Abweichung (%)		----	14,3	3,9	3,1
gefunden	III	28,7	62,2	32,1	13,4
berechnet (Q = -340 MeV, v = 0,9)	vorgegeben		55,2	31,5	13,9
Abweichung (%)		----	12,7	1,9	3,6
-.-.-.-.-					
gefunden	IV	35,5	51,6	27,0	17,6
berechnet (Q = -340 MeV, v = 1,0)	vorgegeben		50,8	27,2	18,7
Abweichung (%)		----	1,6	0,7	5,9
gefunden	V	36,3	50,0	25,7	18,2
berechnet (Q = -360 MeV, v = 1,0)	vorgegeben		48,3	26,0	19,3
Abweichung (%)		----	3,5	1,1	5,7

In Abb. 24 sind die Verteilungen der Winkel ξ und der Spurlängen l für alle 73 gefundenen Zweispurereignisse gezeigt, wobei die fünf einer binären Reaktion zugeordneten Ereignisse gekennzeichnet sind. Die übrigen 68 Ereignisse wurden nicht weiter analysiert. Ein Teil dieser Spuren kann durch einen "Quasi-elastischen-Transfer" entstanden sein, während ein weiterer Teil auch hier, analog zum System U + 800 MeV Kr, möglicherweise auf ternäre Prozesse zurückzuführen ist⁵⁴. Berechnungen wurden dazu jedoch nicht durchgeführt.

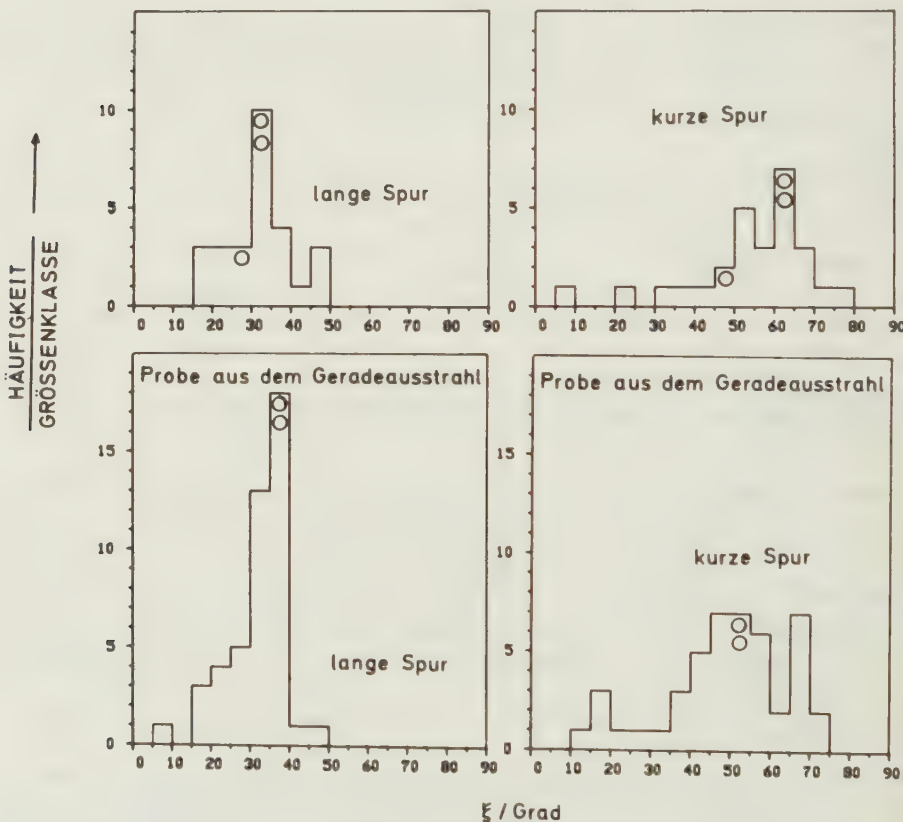


Abb. 24a Verteilungen der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) für Kernzweispurereignisse. Die fünf einer binären Reaktion zugeordneten Ereignisse sind durch einen Kreis markiert.

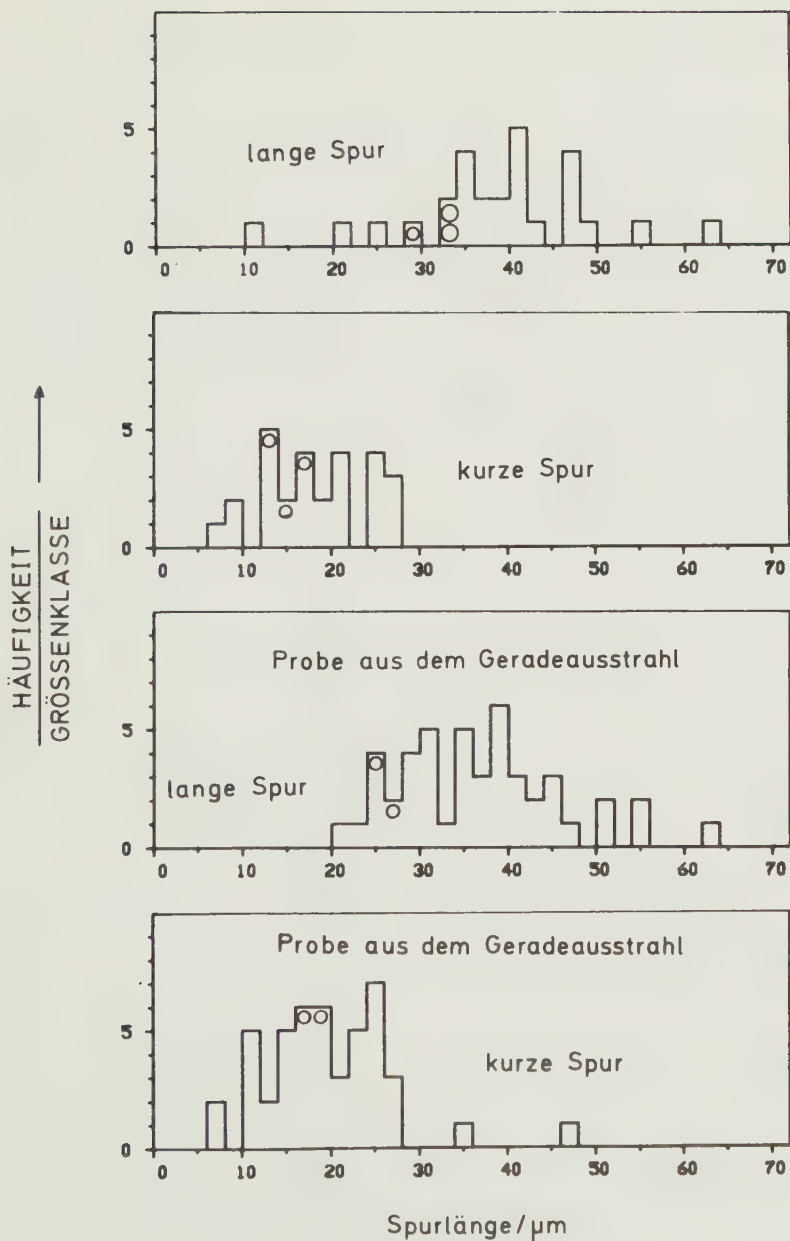


Abb. 24b Spurlängenverteilung der beobachteten Kern-zweispurereignisse (die Bedeutung der Kreise wie in Abb. 24a)

b) Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal
(Sequentielle Spaltung)

Verwendet man Uran als Targetmaterial, so erhält der Uran-kern bei tief inelastischen Reaktionen häufig so viel Anregungsenergie, daß er in einem zweiten Schritt spaltet. Die zwei Spaltfragmente des Uran bilden mit dem ursprünglichen Projektil im Glimmer ein Dreispurereignis. Diese Prozesse müßten relativ häufig zu beobachten sein. Außerdem sollten bei der 2π -Geometrie viele Zweispurereignisse gebildet werden, bei denen man auf drei Teilchen im Ausgangskanal zurückschließen kann. Diese Erwartung bestätigte sich bei den Untersuchungen in dieser Arbeit.

Wie auch im System $U + 800 \text{ MeV Kr}$ werden in dieser Arbeit Zweispurereignisse mit $\alpha \leq 165^\circ$ als indirekte Dreispurereignisse angesehen⁵⁴. Es wurden auf den fünf untersuchten Glimmerfolien 121 indirekte und 75 direkte Dreispurereignisse analysiert. Außerdem wurden auf den übrigen nicht quantitativ ausgewerteten Folien weitere 23 direkte Dreispurereignisse gefunden. Dadurch erhält man eine etwa gleich große Anzahl von direkten und indirekten Dreispurereignissen.

In den nachfolgenden Abbildungen sind die Verteilungen der Winkel ξ und Spurlängen l sowohl für die indirekten als auch für die direkten Dreispurereignisse dargestellt. Bei den direkten Dreispurereignissen wiesen 22 Ereignisse eine Verkürzung der längsten Spur auf (Ereignisse aus den beiden dünnen Glimmerfolien). In der dazugehörigen Verteilung sind diese Spuren nicht mit aufgeführt. Desgleichen fehlen in den Spurlängenverteilungen die in diesen beiden Proben gefundenen indirekten Dreispurereignisse. Die Winkelverteilungen sind von eventuellen Spurlängenverkürzungen nicht betroffen, deshalb wurden hier die Winkel aller Ereignisse eingezeichnet.

Zwischen den indirekten und direkten Dreispurereignissen bestehen Unterschiede sowohl hinsichtlich der Spurlängen l als auch der Winkel ξ . Bei der Betrachtung der jeweils längsten Spur weisen die indirekten im Vergleich zu den direkten Dreispurereignissen große Spurlängen auf. Gleichzeitig tritt eine Verschiebung des Winkels ξ zu kleinen

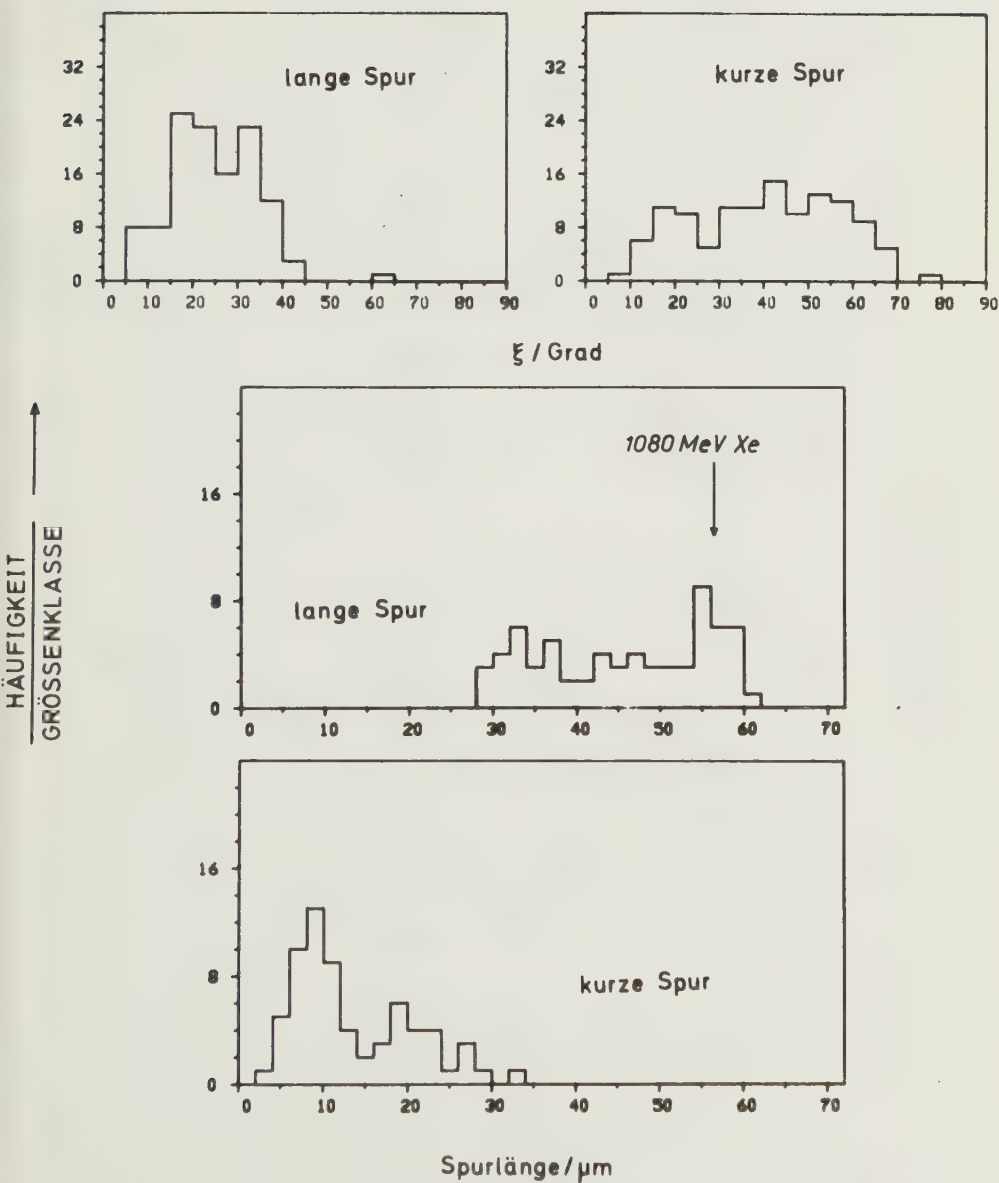


Abb. 25a Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängenverteilung für indirekte Dreispurereignisse. Die lange Spur erreicht die Länge von elastisch gestreutem Xe. - siehe Text -

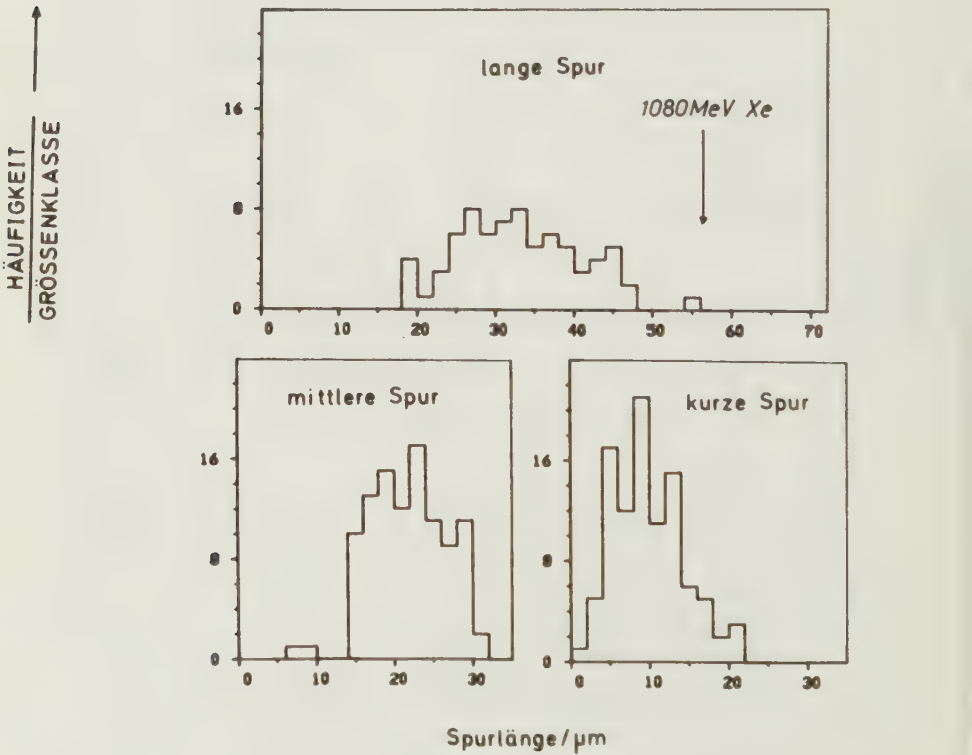


Abb. 25b Verteilung der Winkel ξ (Spur/Strahlrichtung) und Spurlängenverteilung für direkte Dreispurereignisse.

Winkeln auf, d.h. bei indirekten Dreispurereignissen sind die langen Spuren länger und steiler als bei den direkten, weisen also mehr Ähnlichkeit mit gestreuten Xe-Ionen auf. Dies spricht für eine geringere "Dämpfung" der Einschussenergie durch das System. Je geringer diese Dämpfung ist, desto besser kann dieser Prozeß mit einer elastischen Streuung verglichen werden. Deshalb darf man bei indirekten Dreispurereignissen mit einer "Quasi-Xenon-Spur" einen Reaktionspartner "Quasi-Uran" voraussetzen, der eine gewisse Anregungsenergie und einen flachen Einfallswinkel hat. Durch die Anregungsenergie erfolgt eine Spaltung des "Quasi-Uran" in einem zweiten Reaktionsschritt (sequentielle Spaltung). Es wird daher angenommen, daß die indirekten Dreispurereignisse tatsächlich durch sequentielle Spaltung entstanden sind.

Wird von den entstehenden Spaltbruchstücken nur eins im Glimmer registriert (indirekte Dreispurereignisse), so kann dieses eine aus Impulserhaltungsgründen steiler in den Glimmer eintreten als im Falle von zwei eintretenden Spaltfragmenten (direkte Dreispurereignisse).

Bei der Betrachtung der Spurlängen der Dreispurereignisse erscheint zweierlei bemerkenswert: zum einen bilden die längsten Spuren eine breite Verteilung und zum anderen sind die beiden kürzeren Spuren auch untereinander unterschiedlich. Die mittlere Spur weist eine wesentlich größere Länge als die kürzesten Spuren auf. Diese Besonderheit in diesem System wird noch bei der Diskussion der Ergebnisse besprochen (III,5).

Aus der Anzahl der gefundenen Ereignisse auf den fünf Glimmerfolien ergeben sich die Wirkungsquerschnitte für die Beobachtung von direkten ($\sigma_{T,obs}$) und indirekten Dreispurereignissen ($\sigma_{T,ind}$) sowie für beobachtete Kernreaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal (σ_{3P}). Diese Werte sind in Tab. 8 aufgeführt.

Der Wirkungsquerschnitt für Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal ergibt sich aus dem gewichteten Mittel-

wert der in Tab. 8 angeführten Daten mit:

$$\sigma_{3F} \geq 2,03 \pm 0,32 \text{ b (experimentell)}$$

Dieser Wert zeigt, daß im System U + 1080 MeV Xe Reaktionen mit drei Teilchen den Hauptzerfallskanal bilden. In Abschnitt III,5 ist dieses Ergebnis in Tabelle 10 im Vergleich zum experimentell und theoretisch ermittelten Gesamtwirkungsquerschnitt aufgeführt.

Tabelle 8:

Wirkungsquerschnitte für die Beobachtung von direkten ($\sigma_{T,obs}$) und indirekten ($\sigma_{T,ind}$) Dreispurereignissen sowie für beobachtete Kernreaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal (σ_{3F}) - ($\sigma_{3F} \equiv \sigma_{T,obs} + \sigma_{T,ind}$)

Probe	$\sigma_{T,obs} / \text{b}$	$\sigma_{T,ind} / \text{b}$	σ_{3F} / b
I	$1,14 \pm 0,49$	$1,33 \pm 0,54$	$2,47 \pm 0,77$
II	$0,84 \pm 0,25$	$1,62 \pm 0,39$	$2,46 \pm 0,52$
III	$0,81 \pm 0,21$	$1,12 \pm 0,26$	$1,93 \pm 0,39$
IV	$0,56 \pm 0,20$	$1,55 \pm 0,38$	$2,11 \pm 0,47$
V*	$0,72 \pm 0,18$	$0,96 \pm 0,21$	$1,68 \pm 0,32$

* Probe aus dem Geradeausstrahl

c) Reaktionen mit vier Teilchen im Ausgangskanal

Bei der Untersuchung von Kernreaktionen sind nur wenige Fälle bekannt, in denen vier größere Bruchstücke ($A > 30$) nach einer Reaktion zu beobachten sind.

Offenbar führen erst schwerere Ionen als Ar zu solchen Ereignissen, wie nachfolgende Tabelle zeigt:

Tabelle 9: Beobachtete Vierspurereignisse

Reaktion	Anzahl der Vier- spurereignisse		<u>Vierspurereignisse</u> <u>Dreispurereignisse</u>	
	<u>direkt</u>	<u>indirekt</u>		
$U + (320-400)\text{MeV } ^{40}\text{Ar}$	0	0	0:500 = 0	Ref. ⁵⁸
$U + 540 \text{ MeV } ^{56}\text{Fe}$	0	1	1:100 $\approx$ 0,01	Ref. ⁵⁹
$U + 540 \text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$	0	0	0: 16 = 0	Ref. ⁵⁴
$U + 800 \text{ MeV } ^{84}\text{Kr}$	1	1	2: 97 = 0,02	Ref. ⁵⁴
$U + 1080 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$	1	3	4: 98 = 0,04	

In Abb. 16 ist je ein Beispiel für direkte und indirekte Vierspurereignisse aus dem System $U + 1080\text{MeV Xe}$ gezeigt. Die Wahrscheinlichkeit, daß es sich bei den beobachteten Vierspurereignissen um die zufällige Überlagerung zweier Zweispurereignisse handelt, ist kleiner als 10^{-5} . Die vier gefundenen Ereignisse befinden sich auf zwei der fünf untersuchten Glimmerfolien. Aus der Zahl der direkten und indirekten Vierspurereignisse und der Tatsache, daß auf drei Glimmerfolien keine Vierspurereignisse gefunden wurden, ergibt sich ein Wirkungsquerschnitt für Reaktionen mit vier Teilchen im Ausgangskanal von

$$\sigma_{4F} \approx 40 \pm 20 \text{ mb.}$$

Infolge der wenigen Daten, die über solche Prozesse bislang zur Verfügung stehen, ist es verfrüht, Aussagen über den Reaktionsmechanismus zu machen, auch wenn es zu solchen Fällen bereits theoretische Arbeiten gibt⁶⁰.

Der Vollständigkeit halber seien noch die Winkel- und Spurlängenverteilungen der gefundenen Vierspurereignisse angegeben (Abb. 26).

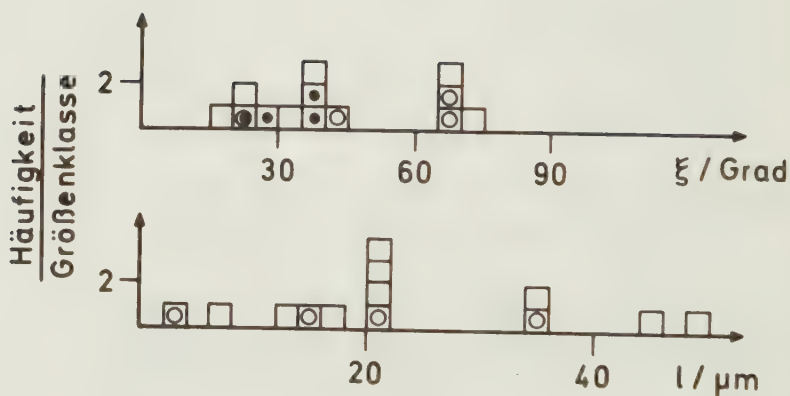


Abb. 26 Winkel- und Spurlängenverteilung für Vierspurereignisse. Das direkte Vierspurereignis ist durch einen Kreis markiert. In der Verteilung der Winkel ξ ist die jeweils längste Spur mit einem Punkt versehen.

5. Diskussion und Vergleich der Ergebnisse mit anderen Daten

Mit der 2π -Glimmerteknik werden Spaltbruchstücke von Kernreaktionen registriert, sofern diese Bruchstücke eine Masse oberhalb der Registrierschwelle von Glimmer und außerdem einen Vorwärtsimpuls im Laborsystem haben. Dabei spielt es keine Rolle, durch welchen Reaktionsmechanismus diese Spaltfragmente entstanden sind. Ob es auch zur Bildung von Verbundkernen im System $U+Xe$ kommt, konnte nicht geklärt werden.

Die ermittelten Wirkungsquerschnitte für Reaktionen mit zwei, drei oder vier Teilchen im Ausgangskanal stellen jeweils nur untere Grenzen dar. Bei der Verwendung der 2π -Geometrie ist es stets möglich, daß ein weiteres Teilchen (oder mehrere) ohne Vorwärtsimpuls (lab.) zwar in der Reaktion gebildet, aber nicht im Glimmer registriert wird. So kann sich eine kleinere Anzahl von Spuren ergeben, als es der Zahl der gebildeten Fragmente entspricht. Derartige Ereignisse mit einer kleineren Spurenzahl im Glimmer als in der Reaktion werden hier indirekte Ereignisse genannt. Für den Fall von indirekten Ereignissen ergibt sich aus dem projizierten Winkel α oder β die Ereignisklasse. Modellrechnungen können in manchen Fällen darstellen, wieviel Teilchen in der Reaktion gebildet wurden. Bei Übereinstimmung der Daten wird das verwendete Modell zur Erklärung des Ereignisses benutzt. Durch solche Berechnungen wurden die Ereignisse aus Rutherford-Streuung erkannt und fünf Zweispurereignisse einem binären Zerfall zugeordnet. Die untere Grenze des Wirkungsquerschnitts für einen binären Zerfall ist

$$\sigma_{2F} \gg 110 \pm 50 \text{ mb.}$$

Für solche binären Reaktionen, bei denen Massen im Bereich um 180 u auftreten, geben radiochemische Arbeiten sehr kleine Wirkungsquerschnitte an.

Das sehr ähnliche System $U + 1150 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$ wurde von Otto et al. radiochemisch untersucht⁶¹. Bei dem Experiment wurde ein dickes Uran-Target bestrahlt, bei dem alle Energien zwischen Einschuß-Energie und Coulomb-Barriere Kernreaktionen hervorrufen können. Dadurch ergeben sich kleinere Wirkungsquerschnitte als bei der Verwendung eines dünnen Targets, wie es im Glimmerexperiment benutzt wurde.

Der von Otto angegebene Wirkungsquerschnitt für alle Kernreaktionen beträgt $1200 \pm 200 \text{ mb}$, ist also nur etwa halb so groß wie der in III,3 berechnete theoretische Wirkungsquerschnitt für $U + 1080 \text{ MeV } ^{136}\text{Xe}$ ($\sigma_R \text{ theor.} = 2,4 \pm 0,5 \text{ b}$).

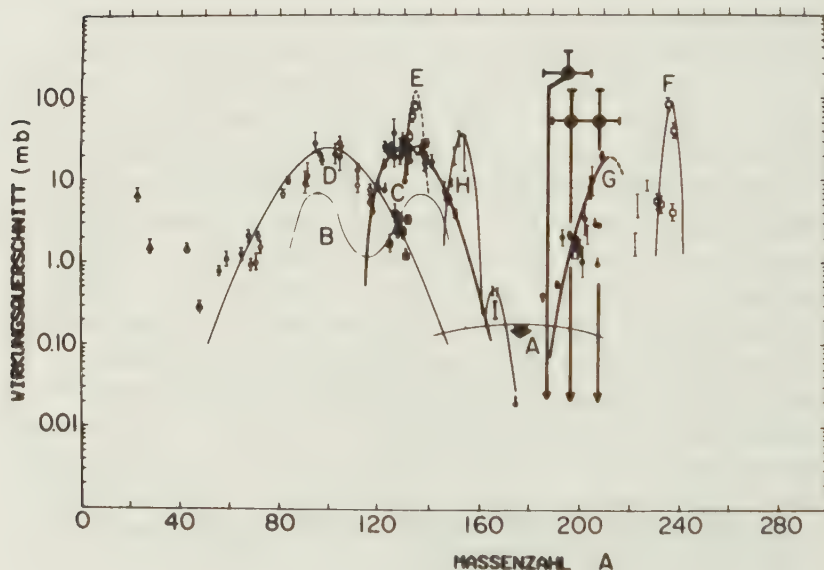


Abb. 27 Radiochemisch ermittelte Massen-Ausbeute-Verteilung aus dem System $U + 1150 \text{ MeV Xe}$ (Ref. 61). Die aus drei Ereignissen (binäre Reaktion) errechneten Wirkungsquerschnitte (●) sind für das schwere Fragment ebenfalls eingezeichnet (diese Arbeit).

In Abb. 27 ist die integrierte Massen-Ausbeute-Verteilung für das System $U + 1150\text{MeV } ^{136}\text{Xe}$ dargestellt (Ref. 61). Die Beobachtung von Reaktionsprodukten mit bestimmter Masse wird durch verschiedene Reaktionsmechanismen erklärt. Von besonderem Interesse ist auch hier die Frage, ob es zur Verbundkernbildung mit anschließender symmetrischer Spaltung kommt. Für eine solche Reaktion (Komponente A in Abb.27) wird von Otto ein Wirkungsquerschnitt von $\sigma_{FF} < 20 \text{ mb}$ angegeben.

Eine weitere Reaktion, bei der zwei Teilchen im Ausgangskanal beobachtet werden können, ist die Quasi-Spaltung ohne weitere Spaltung der schweren Komponente (G in Abb.27). Hier werden Teilchen im Massenbereich von 185 - 220 u beobachtet. Für diesen Reaktionsmechanismus werden ca. 140 mb als Wirkungsquerschnitt angegeben.

Obwohl der Gesamtwirkungsquerschnitt für das System $U + 1080\text{MeV Xe}$ höher als im radiochemischen Experiment ist, sind in Abb. 27 drei aus den "binären" Ereignissen errechnete Werte für das schwere Fragment mit ihren Fehlerbalken eingezeichnet. (Die zwei "binären" Ereignisse aus der Probe im Geradausstrahl sind nicht berücksichtigt, da dieser Strahl eventuell auch leichtere Ionen als Xenon enthielt). Da die Unsicherheit in der Massenbestimmung durch die modifizierte 2π -Glimmertechnik wesentlich größer als im Falle von radiochemischen Experimenten ist, kann nicht entschieden werden, ob sie der Komponente A oder G entsprechen.

Im weiteren werden die in dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse mit denen aus dem System $U + 800\text{MeV Kr}$ verglichen (siehe auch Tabelle 10). Dies System wurde von Vater⁵⁴ mit der gleichen modifizierten 2π -Glimmertechnik untersucht. Dort wurde für binäre Zerfälle ein Wirkungsquerschnitt von $136 \pm 29 \text{ mb}$ ermittelt. Dieser Wert stützt sich auf 26 von 389 gefundenen Kernzweispurereignissen, entsprechend 7 %. Mit zunehmender Projektilmasse werden solche Ereignisse immer seltener. Im System $U + 1080\text{MeV Xe}$ konnten nur noch 2 % aller Kernzweispurereignisse durch eine binäre Reaktion erklärt werden. Gleichzeitig nimmt die Anzahl der Drei- und Vierspurereignisse zu. So beträgt der Anteil der beobachteten direkten Dreispurereignisse bei $U + 800\text{MeV Kr}$ ca. 15 % aller Ereignisse, während bei $U + 1080\text{MeV Xe}$ dieser Anteil auf 24 % anwächst.

Desgleichen steigt der Prozentsatz der Vierspurereignisse von ca. 2 % auf ca. 4 %. Diese Tendenzen zeigen sich auch bei radiochemischen Arbeiten⁶¹. Der Anteil möglicher Fusionen mit anschließender Spaltung nimmt beim Übergang von Kr auf Xe ab, während der Anteil der "Quasi-Spaltung" zunimmt. Sehr seltene Prozesse wie ein Vierkörperzerfall können allerdings radiochemisch nicht erkannt werden, da die Fragmente gerade in den Bereich der leichten Spaltfragmente des Urans fallen.

Für den Vergleich der beobachteten direkten Dreispurereignisse in den Systemen $U + 800\text{ MeV Kr}$ und $U + 1080\text{ MeV Xe}$ wird in den Abbildungen 28 und 29 eine komprimierte Form der Darstellung benutzt. In beiden Systemen ist die Spurlänge der längsten Spur gegen $\cos \xi$ aufgetragen. Außerdem sind die Spurlängenverteilungen aller drei Spuren und die Verteilung der entsprechenden $\cos \xi$ -Werte angegeben. - In der Darstellung wurde $\cos \xi$ verwendet, da bei isotroper Verteilung der Spaltfragmente im Raum in gleichen $\cos \xi$ -Intervallen gleiche Häufigkeiten zu erwarten sind. -

Die längsten Spuren, wie sie elastisch gestreuten Projektilen entsprechen, beobachtet man in beiden Fällen im Bereich des "Quarter-point"-Winkels, mit einer leichten Verschiebung zu etwas kleineren Winkeln. Mit abnehmender Spurlänge wird der Winkelbereich größer, in dem die Spuren zu beobachten sind. Bei den längsten Spuren tritt offenbar keine oder nur eine geringe "Dämpfung" der kinetischen Energie durch das System auf. Solche Prozesse kann man daher als "quasi-elastisch" bezeichnen. Mit zunehmender "Dämpfung" erhält der Reaktionspartner mehr und mehr Anregungsenergie: die Reaktion wird immer "unelastischer". Die Daten deuten an, daß dieser Übergang kontinuierlich ist. Daher ist es hauptsächlich eine Frage der Definition, welche Reaktion man als noch "quasi-elastisch" und welche man schon als "tief-inelastisch" bezeichnen will.

Die Winkelverteilungen zeigen für die langen Spuren Peaks bei kleineren Winkeln, als sie dem "quarter-point"-Winkel entsprechen. Die kurzen Spuren weisen demgegenüber sehr breite Verteilungen auf. Auch bei Zählerexperimenten beobachtet man eine Fokussierung der sehr energiereichen

Tabelle 10:

Ergebnisse der 2π -Glimmerteknik -
 Vergleich der Systeme U 800 MeV Kr und U 1080 MeV Xe

a) <u>Wirkungsquerschnitt für:</u>	<u>U + Kr</u>	<u>U + Xe</u>
alle Kernreaktionen* (theoretisch)	2,75 $\pm$ 0,55 b**	2,4 $\pm$ 0,5 b
alle Kernreaktionen*** (experimentell)	2,47 $\pm$ 0,21 b	3,2 $\pm$ 0,5 b
ternäre Zerfälle	$\geq$ 1,64 $\pm$ 0,15 b	$\geq$ 2,03 $\pm$ 0,32 b
direkte Dreispur- ereignisse	381 $\pm$ 46 mb	780 $\pm$ 140 mb
binäre Zerfälle	$\geq$ 136 $\pm$ 29 mb	$\geq$ 110 $\pm$ 50 mb
quarternäre Zerfälle	$\geq$ 8 $\pm$ 6 mb	$\geq$ 40 $\pm$ 20 mb

b) Prozentualer Anteil an
 allen beobachteten
Kernreaktionen:-----

Dreispurereignisse (direkt)	15 %	24 %
Zweispurereignisse (binärer Zerfall)	7 %	2 %
Vierspurereignisse	2 %	4 %

* Aus $\theta_{1/4}$ exp. berechnet

** P. Vater - private Mitteilung

*** Aus der Gesamtzahl aller beobachteten Kernzwei- und Kernmehrsipurereignisse berechnet.

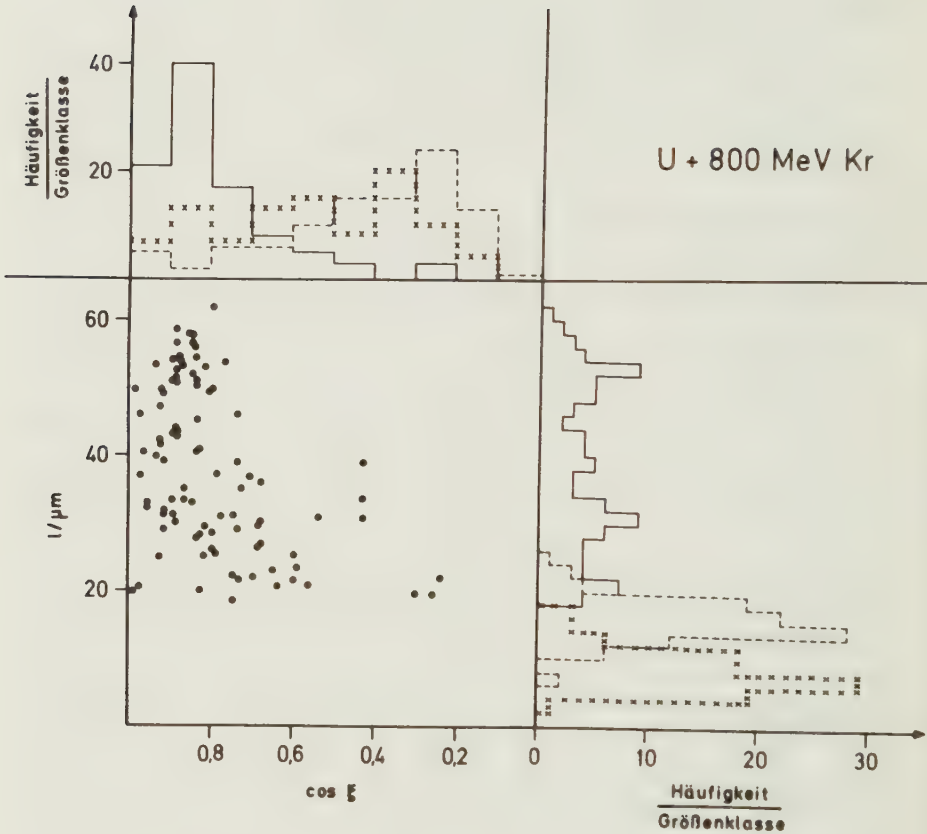


Abb. 28 Direkte Dreispurereignisse bei der Reaktion von Krypton mit Uran (ermittelt aus Ref. 54). Die Spurlänge der jeweils längsten Spur ist gegen $\cos \xi$ aufgetragen (Punkte). Ferner sind die resultierenden Spurlängen und Winkelverteilungen für die jeweils längste Spur (durchgezogene Linie), die mittlere (gestrichelte Linie) und die kürzeste Spur (xxx) angegeben.

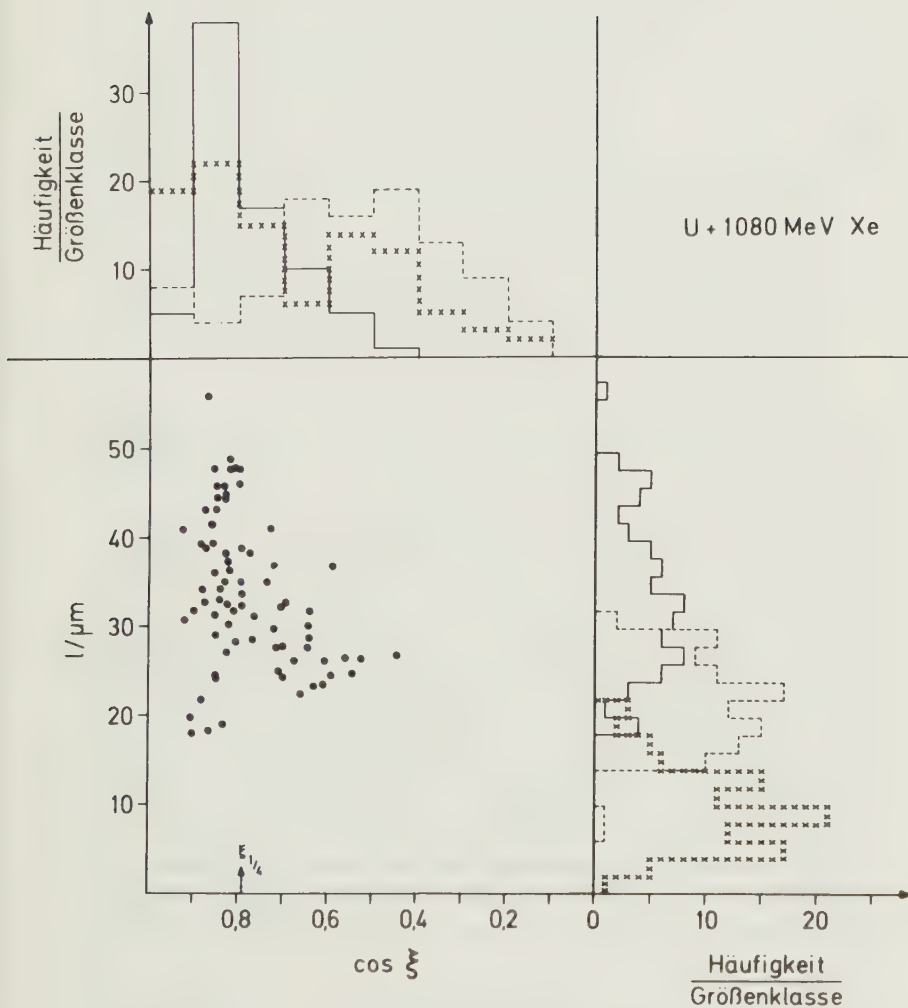


Abb. 29 Direkte Dreispurereignisse bei der Reaktion von Xenon mit Uran. Im Vergleich zu Abb. 28 ist die mittellange Spur hier erheblich länger.

Teilchen in einem Winkelbereich, der unterhalb des "quarter-point"-Winkels liegt⁶².

Ein Unterschied der beiden Systeme besteht in den Spur-längen der beiden kurzen Spuren. Im Falle $U + Kr$ sind beide von vergleichbarer Länge (bis etwa 20 μm), während man bei $U + Xe$ von einer kurzen und einer mittellangen Spur (bis 30 μm) sprechen kann. Offenbar hat das Coulomb-Feld des "Quasi-Projektils" im Falle des Xenon mehr Einfluß auf die Spaltfragmente des "Quasi-Uran" als im Falle $U + Kr$.

Für alle Reaktionen mit drei Teilchen im Ausgangskanal beträgt die untere Grenze des Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_{3F} > 2,03 \pm 0,32 \text{ b.}$$

Dieser Wert entspricht 85 % des theoretischen Wirkungsquerschnitts für alle Reaktionen ($\sigma_{R(th)} = 2,4 \pm 0,5 \text{ b.}$). Der analoge experimentelle Wirkungsquerschnitt ergibt sich aus der Gesamtzahl der Ereignisse, die Kernreaktionen zugeordnet werden. Hierfür ist der gewichtete Mittelwert aus allen fünf Proben $\sigma_{R(exp)} = 3,20 \pm 0,5 \text{ b.}$

Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen beide Werte überein.

Die Ergebnisse aus diesem Experiment zeigen, daß in der 2π -Geometrie im System $U + 1080 \text{ MeV Xe}$ fast alle Kernreaktionen als Ereignisse mit mindestens zwei Spuren registriert werden. Diese Beobachtung wurde auch am System $U + 800 \text{ MeV Kr}$ gemacht⁵⁴. Hier wird angegeben, daß $80 \pm 20 \%$ aller Kernreaktionen zu Ereignissen mit mindestens zwei Spuren führen. Demnach erlaubt die modifizierte 2π -Technik für schwere Ionen eine recht genaue Vorstellung der gesamten Reaktion.

IV. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Xenon-induzierte Reaktionen an Uran unter zwei Aspekten betrachtet:

- 1) Suche nach überschweren Elementen (SHE)
- 2) Reaktionsmechanismen.

Zu 1)

Zur Suche nach SHE wurde eine neuartige Kombination aus Flüssigszintillatortank, Oberflächensperrschichtzähler und Glimmerdetektor verwendet. Auftretende Spontanspaltungen in chemisch angereicherten Proben im mg-Bereich werden eindeutig und mit großer Empfindlichkeit nachgewiesen (Nulleffekt $\leq 0/\text{Jahr}$). Mit dieser Apparatur wurde Material des Mundrabilla-Meteorits auf SHE untersucht. Hier ergab sich kein Hinweis auf überschwere Elemente (0 Spontanspaltungen). Die gefundene Grenzkonzentration für SHE im Mundrabilla-Meteorit beträgt:

$$(\text{Atome SHE}) / (\text{Atome Fe}) \leq 2,9 \times 10^{-16}.$$

In drei Experimenten wurden Uranfolien mit ^{136}Xe -Ionen bei Energien zwischen 925 und 1140 MeV am UNILAC der GSI, Darmstadt, bestrahlt. Auch in diesen Proben wurde keine Evidenz für SHE gefunden. Die Messung ergab folgende obere Grenze des Bildungsquerschnitts:

$$\text{U} + (1100-1140)\text{MeV } ^{136}\text{Xe} : \sigma_{\text{SHE}} \leq 9 \times 10^{-35} \text{ cm}^2.$$

Dies Ergebnis liegt eine Größenordnung unter dem von Flerov¹⁸ angegebenen Wert für ein analoges Experiment.

Zu 2)

Zur Untersuchung der Reaktionsmechanismen im System $\text{U} + 1080\text{MeV } ^{136}\text{Xe}$ wurde Glimmer in einer modifizierten 2π -Technik als Detektor verwendet.

Den Hauptzerfallskanal in der Reaktion von Xenon mit Uran bildet die sequentielle Spaltung. Hier werden drei Teil-

chen im Ausgangskanal beobachtet. Der Wirkungsquerschnitt beträgt

$$\sigma_{3F} \geq 2,03 \pm 0,32 \text{ b.}$$

Außerdem wurden 5 Ereignisse beobachtet, die durch die Bildung eines Komposit-Systems mit anschließender symmetrischer Spaltung oder durch Quasi-Spaltung erklärt werden können. Die Fehler der verwendeten Untersuchungsmethode erlauben jedoch keine Entscheidung zwischen diesen Alternativen.

Für diese Ereignisse wurde ein Wirkungsquerschnitt von:

$$\sigma_{2F} \geq 110 \pm 50 \text{ mb}$$

ermittelt.

Außerdem wurden in diesem System auch Reaktionen mit vier Teilchen im Ausgangskanal beobachtet. Für solche Reaktionen mit vier Endprodukten ($A > 30$) wurde ein Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{4F} \geq 40 \pm 20 \text{ mb}$$

festgestellt.

Möglicherweise handelt es sich in solchen Fällen um Reaktionen, bei denen nach einem sehr tief-inelastischen Prozeß beide Reaktionspartner in einem zweiten Schritt spalten oder der schwere Partner ternär oder noch einmal sequentiell spaltet. Die Existenz dieser "quarternären" Kernreaktion wurde von Vater⁵⁴ mit der modifizierten 2π -Glimmerteknik nachgewiesen. Durch die Ergebnisse dieser Arbeit wurde das Auftreten solcher "quarternärer" Kernreaktionen deutlich bestätigt.

V. Anhang

Flußmessung von Xe-Ionen mit dem Textur-Analyse-System

Die Bestrahlung der Glimmerfolien mit einem geringen Fluß an schweren Ionen bringt es mit sich, daß relativ große Flächen abgesucht werden müssen. Dadurch erhält man eine genügend große Anzahl von Ereignissen für eine ausreichende Statistik.

Wenn auch die Untersuchung der Folien infolgedessen sehr zeitraubend ist, so ergibt sich in der modifizierten 2π -Technik die Möglichkeit, den Teilchenfluß beliebig genau zu bestimmen, da jedes einzelne schwere Ion registriert wird (vergl. Abb. 16).

Überdies wird nicht nur der integrale Teilchenfluß sehr genau bestimmt, sondern auch eventuell vorhandene Inhomogenitäten des Strahls lassen sich leicht feststellen und messen.

Die hier untersuchten Folien waren jedoch sämtlich gleichmäßig bestrahlt.

Die Flußmessung selbst wurde mit dem Textur-Analyse-System (TAS) der Firma Leitz, Wetzlar, vorgenommen. Bei dem TAS wird das mikroskopische Bild von einer Fernsehkamera aufgezeichnet und die einzelnen Bildelemente (in diesem Falle Punkte) mit einem Rechner ausgewertet. Die durch das TAS erhaltenen Werte wurden durch manuelles Auszählen der Einschußlöcher auf einem Streifen der Glimmerfolien überprüft. Dabei wurde festgestellt, daß die einfache Anzahlbestimmung mit dem TAS gegenüber dem manuellen Auszählen eine zu geringe Anzahl von Löchern ergibt, die außerdem noch von der Wahl der Vergrößerung abhängig ist. Dieses hat folgende Ursachen:

- 1) Bei einem gewissen Anteil der rautenförmigen Einschußlöcher treten Verwachsungen auf. Aufgrund ihrer Form können diese Zusammenschlüsse zwar mit dem Auge als Zwillings- oder Drillingsverwachsung erkannt, jedoch nicht von der Maschine aufgelöst werden.
Dieser Effekt ist vergrößerungsunabhängig.

- 2) Liegen zwei Rauten dicht beieinander - ohne verwachsen zu sein - so werden auch sie von der Maschine nicht aufgelöst, wobei der kritische Abstand von der Vergrößerung abhängig ist.

In Abb. 30 sind die Ergebnisse der TAS-Messung mit zwei verschiedenen Objektivvergrößerungen (40fach und 100fach) sowie die Resultate der Punktauszählung entlang des Probestreifens dargestellt. Die Punktauszählung erfolgte zum einen innerhalb eines Meßfeldes von $50 \times 50 \mu\text{m}^2$, das über eine Zeicheneinrichtung ins Objektbild eingespiegelt wurde und zum anderen durch die Auswertung von mikrophotographischen Aufnahmen, wobei die Größe des Meßfeldes jeweils $178 \times 178 \mu\text{m}^2$ betrug.

Drastische Flußänderungen treten offenbar nicht auf. Die TAS-Messungen liegen jedoch niedriger als die durch manuelle Auszählung erhaltenen Werte. Der integrale Teilchenfluß über diesem Meßstreifen ergibt sich aus dem Mittelwert der einzelnen Meßreihen. Diese Mittelwerte zeigen, daß bei einer Objektivvergrößerung von 40 ein systematischer Fehler von etwa 20 % zu erwarten ist, der bei 100fach vergrößernden Objektiven auf die Hälfte absinkt. Ein Fehlbetrag von etwa 5 - 10 % entspricht ungefähr dem tatsächlich beobachteten Anteil an Verwachsungen (Tab. 11).

Überdies reagiert das TAS bei der einfachen Anzahlbestimmung sehr empfindlich auf kleine Verunreinigungen (Staub etc.) im optischen System, die Anlaß zu Fehlmessungen ergeben. Da die manuelle Auszählung der Löcher wesentlich mehr Zeitaufwand als die maschinelle Messung erfordert (1 Tag gegenüber 1/4 Stunde), wurde von der einfachen Anzahlbestimmung Abstand genommen und mit dem TAS eine Größenverteilung der Löcher ermittelt (Abb.31).

Die außerdem angegebene Größe eines Einzel Lochs von $0,6 \pm 0,1 \mu\text{m}$ wurde in einer separaten Messung bestimmt. Bei diesem Wert zeigt die Verteilung ein deutliches Maximum. Im linken Teil der Verteilung befinden sich einige sehr kleine Partikel, die auf Staubteilchen

im optischen System zurückzuführen sind. Sie werden zur Flußbestimmung nicht mitgezählt, während die größeren Partikel durch Verwachsungen von Rauten entstanden sind und somit doppelt gezählt werden müssen.

Aus dem Integral der Größenverteilungskurve läßt sich die Gesamtzahl der registrierten Teilchen errechnen. Unter Berücksichtigung der Gesamtmeßfläche für dieses Größenprofil ergibt sich ein integraler Teilchenfluß von $6,84 \times 10^6$ Teilchen/cm² über den gesamten Probestreifen (Auszählung der Einschußlöcher auf den Mikrophotos: $6,82 \times 10^6$ Teilchen/cm²).

Um den gesamten Fluß an Xe-Ionen auf das Target zu bestimmen, wurden insgesamt vier Meßstreifen durch die Probe gelegt und die jeweiligen Größenprofile aufgenommen. Drei Meßstreifen befanden sich im oberen, mittleren und unteren Drittel des Targets, der vierte wurde dazu senkrecht durch die Mitte des Targets gelegt. Die Ergebnisse sind in Tab. 12 dargestellt.

Auch hier wurde jeweils der erste Probestreifen durch eine Kontrollzählung überprüft. In allen Fällen ergaben sich Übereinstimmungen innerhalb eines Fehlers von $< 10 \%$.

Dadurch ist gezeigt, daß die Messung einer solchen Größenverteilung eine schnelle und zuverlässige Information über die tatsächliche Teilchenzahl darstellt.

Tabelle 11:

Bestimmungsmethoden für den integralen Teilchenfluß

Methode	Teilchen 20 Meßfelder	Meßfläche cm ²	Fluß $\left[\frac{10^6}{\text{cm}^2} \right]$
I Manuell			
a) direkt Meßfeld 50x50 μm^2	3.431	$5,00 \cdot 10^{-4}$	$6,86 \pm 0,11$
b) Photoaus- zählung Meßfeld 178x178 μm^2	43.242	$6,34 \cdot 10^{-3}$	$6,82 \pm 0,03$
II TAS-Zählung Meßfeld variabel			
a) Objektiv 40	8.488	$1,48 \cdot 10^{-3}$	$5,74 \pm 0,06$ *
b) Objektiv 100	2.718	$4,39 \cdot 10^{-4}$	$6,19 \pm 0,11$ *

=====

* unkorrigiert in Bezug auf Verwachsungen

Tabelle 12:

Integraler Teilchenfluß auf den einzelnen Proben

Meßstreifen	I	II	III	IV	V
	Fluß $\left[10^6/\text{cm}^2 \right]$				
oberes Drittel	5,89	6,86	13,8	6,02	6,87
mittleres Drittel	5,21	7,40	14,1	6,44	7,55
unteres Drittel	4,62	8,29	13,6	5,50	7,31
Mitte (senkr.)	5,00	7,91	13,8	5,74	7,64
Mittlerer Fluß	5,21	7,60	13,8	5,87	7,26

Die Ermittlung erfolgte durch Bestimmung der Teilchen-
größenverteilung.

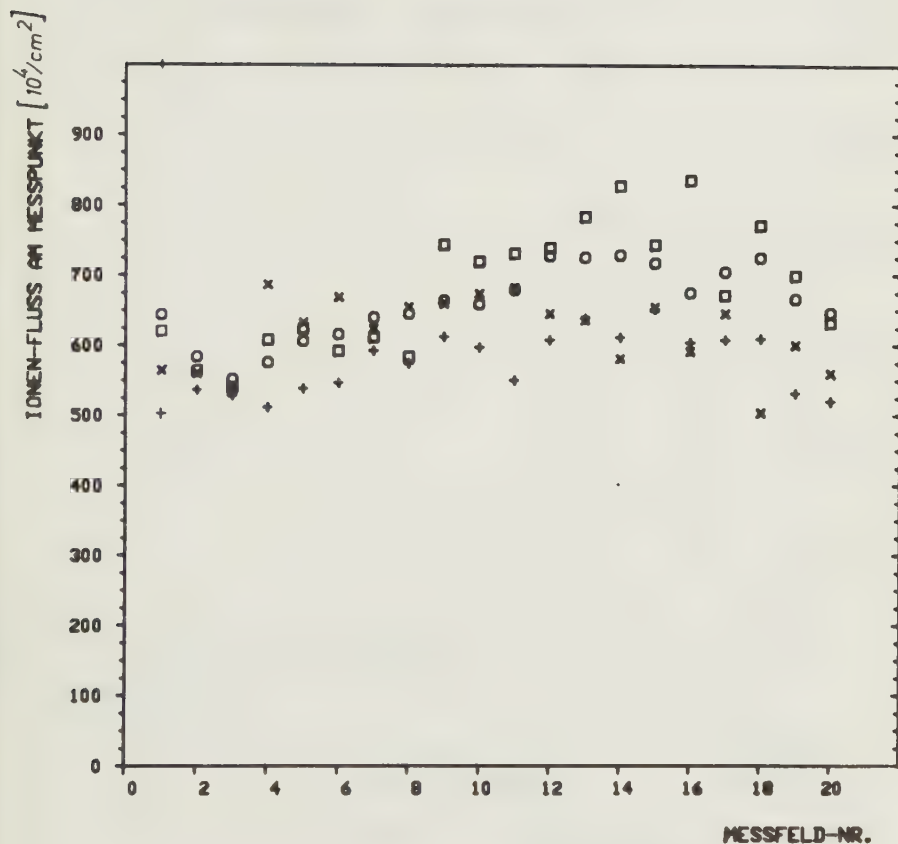


Abb. 30 Bestimmung des Xe-Ionenflusses auf einem Streifen einer bestrahlten Glimmerfolie durch Auszählung der Einschußlöcher.

- Direkte Auszählung am Mikroskop
- Auszählung der Einschußlöcher auf Mikrophotos
- + TAS-Teilchenzählung Objektiv 40
- x TAS-Teilchenzählung Objektiv 100

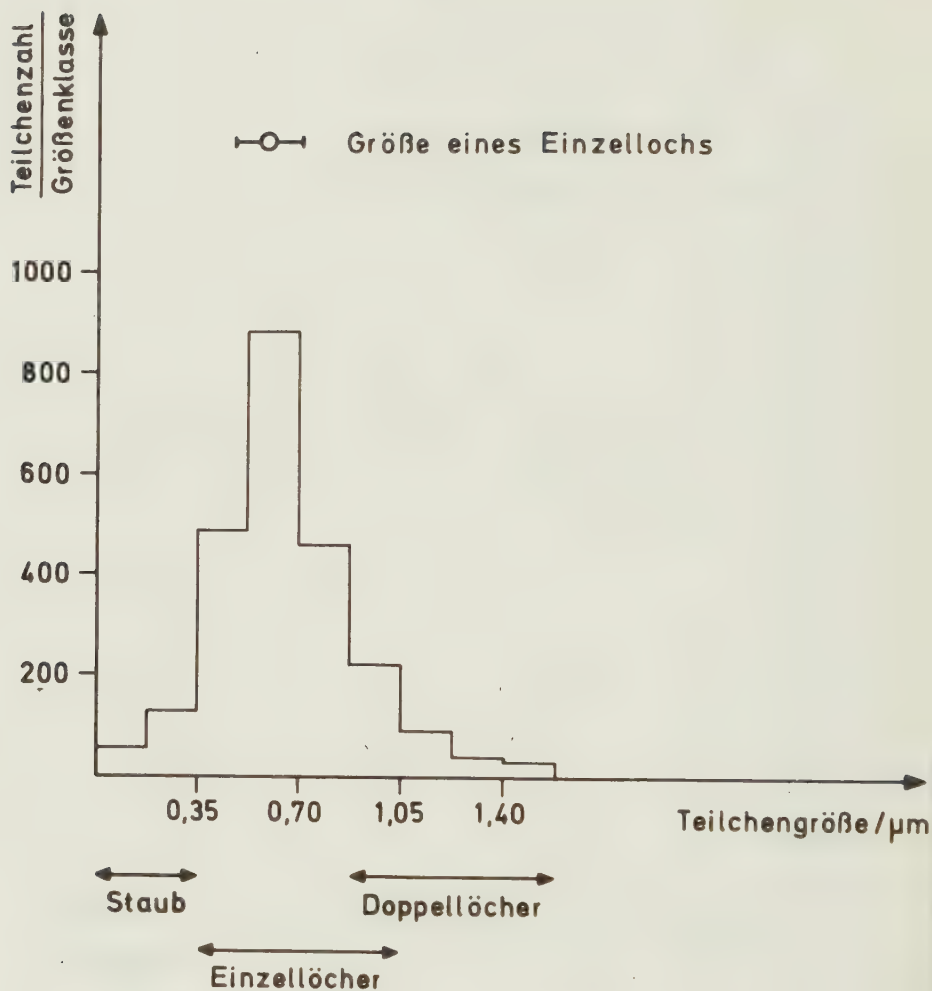


Abb. 31 Größenverteilung der vom TAS registrierten Objekte auf dem gleichen Streifen der Xe-bestrahlten Glimmerfolie (wie in Abb. 30).

Literaturverzeichnis

- 1) S.G. Thompson, R.C. Gatti, L.G. Moretto, H.R. Bowman, M.C. Michel - UCRL-18667 (1969) 277
- 2) S.G. Nilsson, S.G. Thompson, C.F. Tsang - Phys. Lett. 28 B (1969) 458
- 3) N. G. Flerov, V.P. Perelygin - Sov. J. Atom. En. 26 (1969) 603
- 4) N. G. Flerov, N.K. Skobelev, G. M. Ter-Akopyan, V.G. Subbotin, B.A. Gvozdev, B. A. Ivanov - Dubna-Report JINR - D6-4554 (1969)
- 5) F.H. Geisler, P.R. Phillips, R.M. Walter - Nature (London) 244 (1973) 428
- 6) P.B. Price, R.L. Fleischer, R.T. Woods - Phys. Rev. C1 (1970) 1819
- 7) U. Haack - Naturwissenschaften 60 (1973) 65
- 8) J. R. Nix - Phys. Lett. 30b (1969) 1
- 9) H.W. Schmitt, U. Mosel - Nucl. Phys. A 186 (1972) 1
- 10) F. Lustig - Diplomarbeit Frankfurt (1973)
- 11) F. Hanappe, M. Lefort, C. Ngo, J. Péter, T. Tamain - Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 738
- 12) A.G. Artukh, G.F. Gridnev, V.L. Mikheev, V.V. Volkov, J. Wilczynski - Nucl. Phys. A 215 (1973) 91
- 13) R. Babinet, L.G. Moretto, J. Galin, R. Jared, J. Moulton, S.G. Thompson - Nucl. Phys. A 258 (1976) 172
- 14) K.L. Wolf, J.P. Unik, J.R. Huizenga, J. Birkelund, H. Freiesleben, E.V. Viola - Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1105
- 15) J. Péter, - "Intern. School-Seminar on Reactions of Heavy Ions with Nuclei and Synthesis of new Elements" Dubna 1975
- 16) U. Reus, A.M. Habbestad -Wätzig, R.A. Esterlund, P. Patzelt, I.S. Grant - Marburg/Manchester (Preprint)

- 17) W. Swiatecki, C.F.Tsang - Annual Rep. LBL-666
(1971) 138 und
N.G. Flerov, - Preprint JINR, E7 - 4207 Dubna (1968)
- 18) N.G. Flerov, Yu. Ts. Oganessian - Dubna Rpt. JINR -
E7 - 6838 und
✓ Yu. Ts. Oganessian - "Proc. Int. Conf. Nucl. Phys."
München (1973) II,351
- 19) Handbook of Elemental Abundances in Meteorites, ed.
by B. Mason, Series of Extraterrestrial Chemistry
V,I New York (1971)
- 20) N.G. Flerov, G.M. Ter-Akopyan, A.G. Popeko, B.V.
Fefilov, V.G. Subbotin - Dubna Rpt. JINR P6 - 10581
(1977)
- 21) P. Ramdohr - Fortschr. Miner. 53,2 (1976) 165
- 22) B.C. Diven, H.C. Martin, R.F. Taschek, J. Terrell -
Phys. Rev. 101 (1956) 1012
- 23) C. Signarbieux, M. Ribrag, J. Poitou, J. Matuszek -
Nucl. Instr. and Meth. 95 (1971) 585
- 24) E. Cheifetz, H.R. Bowman, J.B. Hunter, S.G. Thompson -
Phys. Rev. C 3,5 (1971) 2017
- 25) F.R. Krüger, Diplomarbeit Gießen (1969)
- 26) Nuklidkarte 4. Auflage 1974
- 27) Nucl. Data Sheets 5-6-86 u. 5-6-109
- 28) M. Ribrag, J. Poitou, J. Matuszek, C. Signarbieux -
Rev. d. Phys. Appl. 7 (1972) 197
- 29) H. Beil, R. Bergere, A. Veyssiere - Nucl. Instr. and
Meth. 67 (1969) 293
- 30) E. Cheifetz, priv. Mitteilung
- 31) Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Jb. 1972
- 32) R.A. Esterlund, D. Molzahn, R. Brandt, P. Patzelt,
P. Vater, A.H. Boos, M.R. Chandratillake, I.S. Grant,
J. D. Hemingway, G.W.A. Newton - J. Radioanal. Chem.
30 (1976) 17 - 23 ; Phys. Rev. C 15 (1977) 319

- 33) T. Lund, H.J. Becker, D. Molzahn, R. Brandt, D. Helmbold, Proc. Int. Workshop "Gross Properties of Nuclei and Nuclear Excitations IV" AED-Conf.-77-017-001/043 Hirscheegg (1977)
- 34) P. Vater, H.J. Becker, R. Brandt, J. Radioanal. Chem. 32 (1976) 275
- 35) B.A. Young - Nature 182 (1958) 375
- 36) E.C.H. Silk, R.S. Barnes - Phil. Mag. 4 (1959) 970
- 37) P.B. Price, R.M. Walker - Phys. Rev. Lett. 8 (1962) 217
- 38) P.B. Price, R.M. Walker - J. Appl. Phys. 33 (1962) 3407
- 39) R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker - Amer. Min. 49 (1964) 794
- 40) G.A. Wagner - N. Jb. Miner. Abh. 110,3 (1969) 252
- 41) R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker - General Electric Research Laboratory Report 65-RL-3935M (1965)
- 42) P.H. Fowler, J. Kidd, E. Kobetich, R. Thorne - 7^e Colloque International de Photographie Corpusculaire et des Detecteurs Visueles Solides, Barcelona 1970 I, V, 313
- 43) K. Thiel, G. Damm - "Nukleare Methoden in der Festkörper-Chemie" Jülich Sept. 1976 - Jül. Conf. 22
- 44) F.J. Congel, J.M. Roberts, R.J. Armani, R. Gold, J. Kastner, B.G. Oltman, - 7^e Coll. Int. Phot. Corp. Detec. Vis. Sol., Barcelona 1970 II, VII 469
- 45) R. Brandt - Angew. Chemie 83 (1971) 1000
- 46) E. Cieslak, H. und J. Piekarz, J. Zakrzewski, M. Dakowski, M. Sowinski - Nucl. Instr. and Meth. 39 (1966) 224
- 47) P. Vater, R. Brandt - Radiochim. Acta 21 (1974) 191
- 48) H.J. Becker, P. Vater, R. Brandt, A.H. Boos, H. Diehl - Phys. Lett. 50 B (1974) 445
- 49) H.J. Becker - Diplomarbeit Marburg 1973
- 50) J. B. Marion, F.C. Young - Nuclear Reaction Analysis, North-Holland, Amsterdam (1968)

- 51) L.C. Northcliffe, R.F. Schilling, - Nuclear Data Tables A 7 (1970)
- 52) H. Margenau, G.M. Murphy "Die Mathematik für Physik und Chemie" Verlag Harri Deutsch (1965)
- 53) W.E. Frahn - Phys. Rev. Lett. 26,10 (1971) 568
- 54) P.Vater - Dissertation Marburg (1976)
- 55) U. Lynen et al. - GSI Darmstadt (wird veröffentlicht)
- 56) J.R. Birkelund, J.R. Huizenga, H. Freiesleben, K.L. Wolf, J.P. Unik, V.E. Viola - Phys. Rev. C 13,1 (1976) 133
- 57) W.D. Myers - Proc. Int. Workshop - Hirschegg (1976) AED-Conf. - 76-015-000 86
- 58) V.P. Pereygin, N.H. Shadieva, S.P. Tretiakova, A.H. Boos, R. Brandt - Nucl. Phys. A 127 (1969) 577
- 59) P. Vater, H.J. Becker, R. Brandt, - Radiochem. Radioanal. Lett. 19 (1974) 87
- 60) P. Möller, J.R. Nix - Nucl. Phys. A 272 (1976) 502
- 61) R.J. Otto, M.M. Fowler, D. Lee, G.T. Seaborg - Phys. Rev. Lett. 36,1 (1976) 135
- 62) J. Péter, C. Ngo, B. Tamain - Nucl. Phys. A 250 (1975) 351

DANKSAGUNGEN

An erster Stelle möchte ich meinem Doktorvater, Herrn Prof. Dr. R. Brandt, für die interessante Aufgabenstellung sowie für ein stetes, förderndes Interesse an dieser Arbeit herzlichen Dank aussprechen.

Besonderen Dank schulde ich Herrn Prof. Dr. P. Ramdohr für die Überlassung des Mundrabilla-Materials.

Den Herren Prof. Dr. H. Grunder und Dr. M. Guidry möchte ich für die Vermittlung der Bestrahlungen am SUPERHILAC in Berkeley danken sowie den Herren Dr. F. Selph und Dr. R. Nemety für die Durchführung der Glimmerbestrahlungen.

Für die Vorbereitung und Unterstützung bei den Bestrahlungen am UNILAC, Darmstadt, möchte ich Herrn Dr. J. V. Kratz, Herrn Dr. H. Ahrens und Herrn Dr. M. Weber herzlich danken.

Für die Unterstützung bei den Bestrahlungen, der anschließenden chemischen Aufarbeitung und vielfältige, fruchtbare wissenschaftliche Diskussionen möchte ich Herrn Dr. T. Lund herzlich danken.

Für die Beratung bei der Zusammenstellung der Elektronik für den Neutronenmultiplizitätszähler und die damit verbundenen Probleme, danke ich Herrn Dr. D. Molzahn.

Herr Dr. H. Jungclas hat die Software für das CAMAC-System für den NMZ stetig weiterentwickelt und verbessert.

Ebenso danke ich Herrn Dr. E. Cheifetz für die Diskussion über mögliche Fehlerquellen bei der Messung von Neutronenmultiplizitäten.

Herr W. Westmeier erstellte ein Auswertungsprogramm für die Neutronenmultiplizitäten an der PDP 15, bei deren Bedienung mir Herr W. Wätzig behilflich war.

Für die Einführung in die modifizierte 2π -Technik und weitere wissenschaftliche Diskussion möchte ich Herrn Dr. P. Vater herzlich danken.

Ebenso sei für wissenschaftliche Diskussionen über tiefinelastische Reaktionen und Zweikörperkinematik den Herren Dr. H. Freiesleben und Dr. U. Lynen gedankt.

Herr W. Werner, Frau B. Heldmann und Frl. G. Borg haben mich bei der Untersuchung der Glimmerfolien unterstützt und viele Abbildungen sind von Frau B. Heldmann gezeichnet worden.

Besonderen Dank verdienen auch die elektronische und feinmechanische Werkstatt unter der Leitung von Herrn H. Lind und Herrn W. Eißner.

Dem Bundesministerium für Forschung und Technologie und der GSI möchte ich für die finanzielle Unterstützung dieser Arbeit danken.

LEBENS LAUF

Hans-Joachim Becker	3550 Marburg, Andréstr. 3A
Geburtsdatum	26. Februar 1950
Geburtsort	Scherfede/Krs. Warburg
Familienstand	verheiratet seit 1972 Tochter Kirsten 1976
Eltern	Dr. med. Josef Becker und Ludmilla Becker, geb. Simon
Geschwister	Marlies Becker (1948) Stephan Becker (1960)
Beruf des Vaters	Offizier der Sanitätsstaffel (Oberfeldarzt)
Schul Ausbildung	1956 bis 1958 Volksschule in Krefeld 1958 bis 1960 Volksschule in Oldenburg/ Oldenburg 1960 bis 1961 Hindenburg-Gymnasium in Oldenburg/Oldenburg 1961 bis 1968 Goethe-Schule in Flensburg (Abitur 29. Mai 1968)
Wehrdienst	Ersatzreserve II (Brillenträger)
Studium	Oktober 1968 bis November 1973 Chemiestudium an der Philipps- Universität Marburg Vorexamen 1970 Diplom 1973
Promotion	1973 bis 1977

